

Pfennig, Jürgen

Disbui, Frankfurt a/M

1989



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Transversalimpuls- und Rapiditätsspektren
in $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Kollisionen bei 200 GeV/Nukleon**

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

Jürgen Pfennig

aus Frankfurt am Main

Frankfurt, 1989

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Lüthi

Gutachter: Prof. Dr. R. Stock, Prof. Dr. H. Stöcker

Datum der mündlichen Prüfung: 7.12.1989

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsübersicht	5
1. Einleitung	6
1.1 Kernmaterie im Normalzustand	6
1.2 Beiträge aus der Astrophysik	8
1.3 Quark-Gluon-Plasma	10
1.3.1 Die QCD-Beschreibung der Quarkwechselwirkung ...	10
1.3.2 Die thermodynamische Beschreibung des Plasmas ..	11
1.4 Modelle für Schwerionenstöße	14
1.4.1 Kaskaden-Modelle	15
1.4.2 Das FRITIOF-Modell	16
1.5 Mögliche Observablen	18
1.5.1 Thermodynamische Größen	19
1.5.2 Direkte Signale	19
1.5.3 Indirekte Signale	20
1.6 Ziel dieser Arbeit	21
1.6.1 Überlegungen zur Auswahl des Stoßsystems	23
1.6.2 Auswertung	24
2. Das NA-35 Experiment	26
2.1 Die Streamerkammer	27
2.2 Die Observablen der Streamerkammer	32
2.3 Der experimentelle Aufbau	32
2.4 Selektion von Ereignissen	34

3.	Bildauswertung	37
3.1	Allgemeines zur Vorgehensweise	37
3.1.1	Teilchenspuren in der Streamerkammer	38
3.1.2	Rekonstruktion im Raum	38
3.1.3	Zuordnung von Spuren im Raum	40
3.2	Technische Hilfsmittel	42
3.2.1	Bildverstärker und Kameras	42
3.2.2	Digitalisierung	44
3.2.3	Meßsysteme	45
3.2.4	Meßprogramm	47
3.2.5	HYDRA-Geometrie	52
3.3	Meßverfahren	55
3.3.1	Das Frankfurter Meßverfahren	55
3.3.2	Das ERASME Meßverfahren	57
3.3.3	Vergleich der Meßverfahren	57
4.	Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen	59
4.1	Definitionen	60
4.1.1	Maßsystem Streamerkammer	60
4.1.2	Physikalisches Schwerpunktsystem	62
4.2	Effizienz der Streamerkammer	63
4.2.1	Reaktionskinetik und Magnetfeld	63
4.2.2	Ursachen der Verluste	65
4.3	Symmetriebetrachtungen	67
4.3.1	Ausnutzung der azimuthalen Symmetrie	68
4.3.2	Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie	73
4.4	Nicht korrigierte Verluste	74

4.5	Überprüfung der Korrekturen	75
4.5.1	Test an simulierten Messungen	75
4.5.2	Vergleiche von Korrekturmethode n	77
5.	Ergebnisse	80
5.1	Grundlagen	81
5.1.1	Darstellung	81
5.1.2	Zusammensetzung der Spektren	82
5.1.3	Streamer kammerakzeptanz	85
5.1.4	Qualität der Bildauswertung	86
5.2	Systematik	87
5.3	Rapiditätsverteilungen	90
5.4	Transversalimpulsverteilungen	92
5.4.1	Thermische Verteilungen	93
5.4.2	Rapiditätsabhängigkeit der spektralen Form	94
5.4.3	Flow-Modell	95
5.5	Vergleiche mit p+p Daten	98
5.5.1	Unterschiede in den Rapiditätsverteilungen	98
5.5.2	Unterschiede in den Transversalimpulsspektren ...	99
6.	Zusammenfassung	102
	Literaturverzeichnis	105
	Abbildungsverzeichnis	107
	Danksagung	109

Inhaltsübersicht

Der Ausgangspunkt für diese Arbeit ist ein Experiment mit ultra-relativistischen Schwerionen am CERN-SPS in Genf. Von der NA35-Gruppe wurden dafür in zwei Strahlzeiten mit einem Streamerkammerdetektor sowie einem Kalorimeteraufbau Daten aufgenommen. Dazu waren Strahlen von ^{16}O bei Energien von 60 und 200 GeV/Nukleon (Dezember 1986) und ^{32}S bei 200 GeV/Nukleon (September 1987) verfügbar. Diese Arbeit enthält eine Beschreibung der Datenaufnahme und der Auswertung sowie eine Darstellung von Ergebnissen der ^{32}S -Strahlzeit.

Die Auswertung der Streamerkammerbilder wurde in Frankfurt mit eigens dafür entwickelten Grafik-Workstations sowie zeitweilig auf den ERASME-Maschinen des CERN vorgenommen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst die in Frankfurt zur Durchführung des Meßbetriebs benötigten Rechnerprogramme erstellt.

Des weiteren waren Methoden zur Ermittlung von Effizienzkorrekturen zu entwickeln. Besonderes Gewicht wurde dabei, der physikalischen Fragestellungen wegen, auf Korrekturen über einen möglichst weiten Bereich der Rapidität (y) und auf hohe Ausbeuten zum Erhalt guter Statistik gelegt. Die dabei angewandten Verfahren werden eingehend beschrieben.

Das Ergebnis der Auswertung sind der Transversalimpuls (p_T) und die Rapidität (y) der beobachteten positiven und negativen Teilchen. Nach Effizienzkorrektur werden aus Streamerkammerbildern der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Pionen-Spektren im p_T -Bereich von 0.1 bis 2.0 GeV/c und im y -Bereich von 0.4 bis 6 erhalten. Aus den Spektren der positiv und negativ geladenen Teilchen erhält man Aussagen über Temperatur und Dynamik der Reaktionszone. Die Interpretation der Differenzen von positiven und negativen Spuren als "Protonen"-Spektren erlaubt eine Aussage über den Verbleib der Valenzquarks nach der Reaktion. Die durchgeführten Untersuchungen haben als Hintergrund die Fragestellung, ob bei Kern-Kern-Stößen im vorliegenden Energiebereich eine Plasma-Phase der Kernmaterie erhalten wird.



1. Einleitung

Das Bild der Elementarteilchenphysik hat sich in den letzten 20 Jahren grundlegend gewandelt. Die "Elementarteilchen" Proton und Neutron werden heute als gebundene Zustände von elementaren Quarks angesehen. Damit ändert sich auch unsere Vorstellung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, wie sie von der Astrophysik untersucht werden. Wenn die Hadronen elementar und damit "harte" Kugeln von festem Radius wären, würde dies die Dichte von Kernmaterie begrenzen. Für die aus Quarks zusammengesetzten Nukleonen muß dies nicht gelten. Unter Extrembedingungen könnten sich die Nukleonen gegenseitig durchdringen. Bei genügend hoher Dichte sollte sich ein neuer Zustand der Materie einstellen, das Quark-Gluon-Plasma [Mül85].

Während die uns umgebende Materie aus Kernen im Grundzustand, mit Temperatur Null und relativ geringer Dichte besteht, werden Extremzustände von der experimentellen Astrophysik bei Neutronensternen (extreme Dichte) und der Urknall-Kosmologie (extreme Temperaturen) postuliert. Hohe Dichten von Kernmaterie bei hohen Temperaturen lassen sich im Labor in Kern-Kern-Stößen mit schweren Ionen erreichen. Dies stellt in gewissem Sinne eine Umkehrung des Urknalls im Kleinen dar. Dieser Gedankengang hat, zusammen mit der Entwicklung der Beschleunigertechnik, am europäischen Kernforschungszentrum CERN zu einer Reihe von Experimenten mit ^{16}O und ^{32}S Projektilen bei Energien von 60 und 200 GeV/Nukleon Anlaß gegeben [Sto85].

1.1 Kernmaterie im Normalzustand

Kernmaterie ist, nach heutiger Anschauung, aus Quarks und Gluonen aufgebaut. Die Quarks sind zu dritt in den Baryonen oder zu zweit in den Mesonen gebunden. Baryonen und Mesonen werden zusammen Hadronen genannt. Nach dieser Vorstellung sind die Quarks strukturlose und damit elementare Teilchen. Die Gluonen sind Austauscheteilchen und vermitteln die starke Wechselwirkung. Als weitere Elementarteilchen gelten die Leptonen: Elektronen, Myonen und Neutrinos.

Streuexperimente mit Leptonen bestätigen diese Vorstellung von der

inneren Struktur der Hadronen und liefern das Ergebnis, daß sich die Quarks innerhalb des klassischen Hadronen-Radius von etwa 1 fm frei bewegen können. Im Rahmen der Meßgenauigkeiten sind Leptonen und Quarks als punktförmige Teilchen anzusehen.

Alle Experimente zur Suche nach freien Quarks sind ohne ein positives Ergebnis verlaufen. Offenbar sind die Quarks innerhalb der Reichweite ihres Bindungspotentials mit einer so hohen Energie aneinander gebunden, daß bei erzwungener Abtrennung eines Quarks die Energieschwelle für die Produktion eines Quark-/Antiquarkpaares überschritten wird. Die so erzeugten neuen Quarks bilden mit den schon vorhandenen ihrerseits stabile Hadronen.

Die (starke) Wechselwirkung zwischen den Quarks wird von der Quantenchromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Da im Rahmen der QCD-Eichtheorie die Kopplung über den Austausch von Bosonen erfolgt, gehören zum Quark-Bild noch die nötigen Austauschteilchen mit Spin-1. Diese Gluonen genannten Teilchen sind mittlerweile in der Gestalt von Jets und gebundenen Zuständen (Gluonenbällen) experimentell nachgewiesen worden.

Analog zu der in der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) eingeführten Vakuum-polarisation umgibt sich ein System aus gebundenen Quarks mit virtuellen Quark-/Antiquarkpaaren (sea quarks). Experimentelle Bestätigung findet dieses Bild in den schon oben erwähnten Streuexperimenten. Diese liefern für die Zahl der bei einer Lepton-Hadron-Streuung gefundenen Streuzentren (Partonen) größere Werte als zwei für Mesonen und drei für Baryonen. Da bei der Analyse der Streuamplituden die Formfaktoren der realen (Valenz-)Quarks nur einen Teil der gemessenen Streuzentren ergeben, verbleibt ein Rest für die virtuellen Sea-Quarks und die Gluonen.

Zusammenfassung der aus dem Quarkbild bei niedrigen Dichten und Temperaturen abgeleiteten Eigenschaften:

- o *Quarks und Leptonen sind Elementarteilchen.*
- o *Elementarteilchen sind die kleinsten Einheiten der Materie, sie sind unteilbar und nicht zusammengesetzt.*
- o *Stark wechselwirkende Teilchen (Hadronen) sind gebundene Zustände von Quarks.*

- o Quarks werden in sechs Familien eingeteilt (flavours) und tragen eine Farbladung, die ein Bindungspotential erzeugt.

- o Das Bindungspotential der Quarks geht für

$$\begin{aligned} r \Rightarrow 0 & \quad \text{mit} \quad V(r) \Rightarrow 0 \quad (\text{asymptotic freedom}) \text{ und} \\ r \Rightarrow \infty & \quad \text{mit} \quad V(r) \Rightarrow \infty \quad (\text{confinement}) \end{aligned}$$

- o Im Normalzustand der Kernmaterie sind:

$$\begin{aligned} \text{atomare Dichte} & \quad : \text{bis } 10^{23} \text{ Nukleonen/cm}^3 \\ \text{hadronische Dichte} & : \epsilon_0 = 0.15 \text{ GeV/fm}^3 \\ & \quad \rho_0 = 0.16 \text{ Nukleonen/fm}^3 \\ \text{Temperatur} & \quad : T_0 \approx 0 \quad (\text{keine Anregung}) \end{aligned}$$

Nachdem nun ein für den Normalzustand der Kernmaterie akzeptiertes Hadronen-Modell vorhanden ist, stellt sich die Frage, ob dieses auch auf Extremzustände ausgeweitet werden kann. Dabei wird untersucht, wie sich Kernmaterie bei hohen Dichten (z.B. $5 \rho_0$) und hohen Temperaturen (einige hundert MeV) verhält. Die Dichte der Energie sowie die von Baryon- und Hadronzahl in stark wechselwirkender Materie können durch Kompression oder durch Erhöhung der Temperatur zunehmen. Der erste Fall tritt durch den Gravitationsdruck bei der kalten Kompression in Neutronensternen in reiner Form auf. Bei Beschleunigerexperimenten wird in der "heißen" Reaktionszone eine Vielzahl sekundärer Teilchen produziert, wobei sich gleichzeitig die Energiedichte und die Baryon/Hadron-Zahldichte erhöhen. Ein Ziel solcher Untersuchungen ist es, die thermodynamische Zustandsgleichung von Kernmaterie zu finden, und die Frage zu klären, ob bei extremer Energiedichte ein Phasenübergang zu kontinuierlicher "Quark-Gluon-Materie" stattfindet. Ein solcher Phasenübergang würde eine Aufhebung des Quark-Einschlusses (deconfinement) in einem ausgedehnten Volumen bedeuten.

1.2 Beiträge aus der Astrophysik

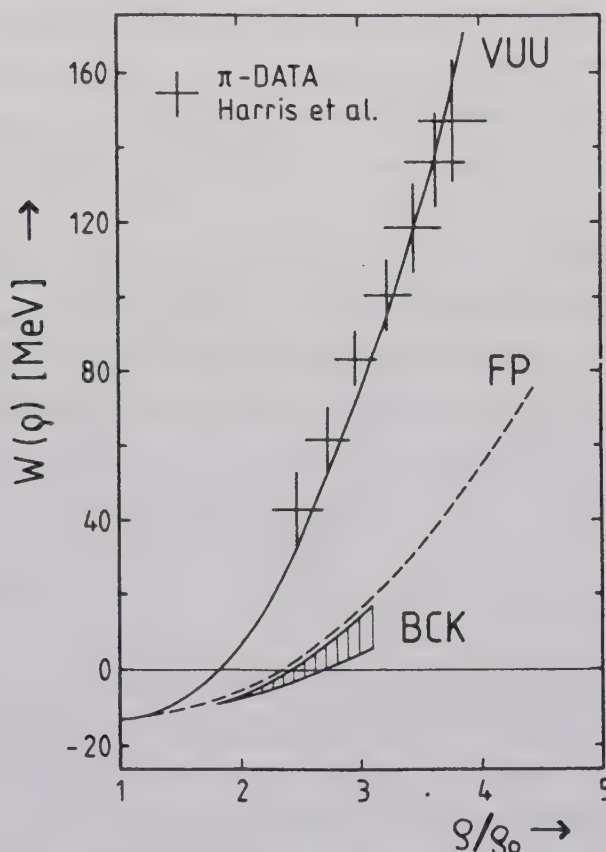
Aus dem Bereich der von der Astrophysik untersuchten Vorgänge kommt eine Reihe von Argumenten für die Existenz von Quark-Gluon-Materie. Einerseits könnte die Galaxienbildung aus den Dichtefluktuationen bei der Bildung der Hadronen im Anschluß an den Urknall erklärt werden

[Oli88], andererseits spielt die Zustandsgleichung der Materie für Modelle der Supernova-Explosion eine entscheidende Rolle:

Am Ende der Entwicklung massenreicher Sterne überschreitet der Gravitationsdruck den Strahlungsdruck aus dem Sterninneren. Der Stern kollabiert und die nach einer Supernova-Explosion verbleibende Masse fällt zu einem kompakten Gebilde mit einer Dichte von etwa 10^{39} Nukleonen/cm³ zusammen. Dies entspricht dem 5 bis 10-fachen der normalen Dichte von Kernmaterie, beziehungsweise dem 10^{16} -fachen der normalen (atomaren) Materiedichte. Bei diesen Verhältnissen verschmelzen Protonen und Elektronen unter Aussendung von Neutrinos zu Neutronen (inverser β -Zerfall), ein Neutronenstern ist entstanden. Die Temperatur dieser Materie ist < 1 MeV [Bar85].

Abb. 1.1:

Die Zustandsgleichung der Kernmaterie nach verschiedenen Modellen



Die Dynamik der Supernova-Explosion und die Stabilität des Neutronensterns hängen von der Zustandsgleichung der Kernmaterie ab [Bro88]. Aus der Messung von Umlaufperioden in Doppelsternsystemen sind Neutronensterne mit 1.5 bis 2-facher Sonnenmasse bekannt. Für höhere Massen führt der Supernova-Prozeß vermutlich zur Bildung eines "Schwarzen Lochs". Bei der Entwicklung von Modellen zur Beschreibung solcher Vorgänge ist man noch weitgehend auf Vermutungen über den Verlauf der Zustandsgleichung angewiesen. Messungen liegen nur im Bereich von Mono-

pol-Riesenresonanzen [Bla80] und von Schwerionen-Reaktionen im Bereich < 2 GeV/Nukleon vor [Har87]. Die Analyse dieser Daten ist noch nicht abgeschlossen (siehe z.B. [Sto89]). Es deutet sich an, daß im Energiebereich bis 2 GeV/Nukleon Energiedichten bis ca. 0.5 GeV/fm^3 erreicht werden. Bis zu dieser Dichte scheint die Zustandsgleichung glatt zu sein und das Kompressionsverhalten einer dichten Hadron-Materie zu reflektieren.

1.3 Quark-Gluon-Plasma

Die Quarks in Kernmaterie sind unter normalen Umständen in den Hadronen eingeschlossen (confinement). Dabei spielt das von der Farbladung erzeugte Bindungspotential eine Rolle, das bei kurzen Abständen ($< 0.5 \text{ fm}$) dem in der Atomhülle zwischen Kern und Elektronen wirkenden Coulomb-Potential entspricht. Nukleonen sind nach außen farbneutral, Kernmaterie ist für die Farbladung der Quarks ein Isolator.

Bei extremen Dichten, so die Vorstellung, beginnen sich die Hadronen gegenseitig zu durchdringen und es bildet sich ein neuer Zustand, das Quark-Gluon-Plasma. In diesem Zustand ist die Farb-Ladungsdichte so hoch, daß es zu einer effektiven Abnahme der Reichweite des Farbpotentials durch Abschirmung kommt. Für die Debye-Abschirmung in der Elektrodynamik läßt sich das Potential darstellen als

$$(e^2/r) \Rightarrow (e^2/r) \exp(-r/r_D) \quad [1]$$

worin r der Abstand zweier Ladungen und r_D der Abschirmradius sind. r_D ist umgekehrt proportional zur Ladungsdichte des Systems. In Analogie zur Elektrodynamik, wo für den Fall, daß r_D kleiner als der Atomradius wird, ein elektrisch leitfähiges Plasma mit frei beweglichen Elektronen entsteht, läßt sich ein farbleitfähiges Quark-Gluon-Plasma mit frei beweglichen Quarks denken [Shu80].

1.3.1 Die QCD-Beschreibung der Quarkwechselwirkung

Die QCD-Theorie gleicht formal der QED, wobei die Elektronen durch Quarks und die Photonen durch Gluonen ersetzt sind; Quarks werden durch Spinorfelder und Gluonen durch Eichfelder dargestellt. Im Gegensatz zur

QED trägt aber auch das Eichfeld Ladung. Daher wechselwirken die Gluonen untereinander: die Feldlinien zwischen zwei Quarks ziehen einander an und statt der Coulomb-Form mit

$$V_c(r) \approx 1/r \text{ gilt für zwei isolierte Quarks } V_q(r) \approx |r|.$$

Der Quarkeinschluß ist eine Konsequenz dieses Potentialverlaufs: die Kraft zwischen den Quarks wächst, anders als bei einem Coulomb-Potential, linear mit dem Abstand. Die Lagrange-Dichte der QCD hat die Form:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \sum_f \bar{\Psi}_f^a (i - g)_{\alpha\beta} \Psi_f^\beta \quad [2]$$

mit

$$F_{\mu\nu}^a = (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c) \quad [3]$$

Hierin sind $a, b, c = 1, \dots, 8$ und $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ die Farbladungszustände der Gluonen und der Quarks. In [2] erfolgt eine Summierung über die Quark-Flavours f . Da g eine dimensionslose Kopplungskonstante ist, hat die QCD, im Gegensatz zur QED, keine externen Parameter.

1.3.2 Die thermodynamische Beschreibung des Plasmas

Aus der Lagrange-Dichte in [2] lassen sich der Hamilton-Operator und damit die Zustandsfunktion eines thermodynamischen Systems

$$Z(T, V) = \text{Sp}(\exp(-H/T)) \quad [4]$$

und durch differenzieren die thermodynamischen Observablen Energiedichte und Druck bestimmen:

$$\varepsilon = (T^2/V) (\partial \ln Z / \partial T)_V \quad [5]$$

$$P = (\partial \ln Z / \partial V)_T$$

Die Spuroperation in [4] läuft über alle mikroskopischen Zustände des Systems. Um aber die Zustandsfunktion zu berechnen, ist QCD nicht anwendbar, denn der Phasenübergang von stark wechselwirkenden Hadronen zu Quarks und Gluonen in einem schwach wechselwirkendem Plasma ist nicht störungstheoretisch zu beschreiben. Ein Weg zur Lösung sind Gitter-Eichrechnungen, die für heiße, ausgedehnte Materie und eine verschwindende Netto-Baryonendichte durchführbar sind [Kog86] [Sat86].

Abbildung 1.2 zeigt als Ergebnis einer solchen Rechnung [Cel85] einen steilen Anstieg der Energiedichte oberhalb einer Grenztemperatur. Die Energiedichte ϵ ist auf den Stephan-Boltzmann-Wert des idealen Quark-Gluon-Gases (gestrichelt) normiert. Die durchgezogene Linie entspricht einem idealen Mesonengas. Der Sprung in der Energiedichte von etwa 2.5 GeV/fm^3 liegt auf der in Einheiten des Gitters geeichten Temperaturskala bei 200 MeV. Angaben zu den erreichten Energiedichten und Temperaturen sind danach, als Voraussetzung zur Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas, die ersten von den Experimenten zu beantwortenden Fragen.

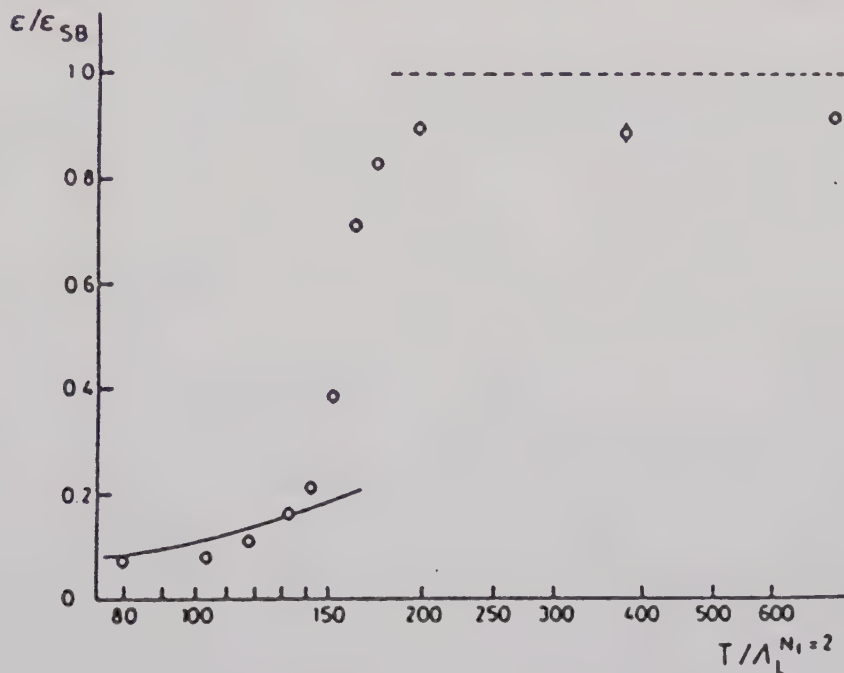


Abb. 1.2: Energiedichte als Funktion der Temperatur

Eine weitere Eigenart des Plasmazustandes ist das Verschwinden der effektiven Quarkmasse, die im gebundenen Zustand etwa 300 MeV beträgt. Wenn das Verschwinden der effektiven Masse nicht mit der Aufhebung des Einschlusses zusammenfällt, ergeben sich drei Phasen:

- o *Hadronische Materie, in der die Quarks zu Baryonen und Mesonen gekoppelt sind.*
- o *Aufhebung des Quarkeinschlusses (deconfinement), wobei sich die Quarks frei bewegen können, aber noch eine effektive Masse tragen.*
- o *Quark-Gluon-Plasma, das aus masselosen Quarks und Gluonen besteht.*

Probleme aktueller Gitter-Eichrechnungen bestehen unter anderem in der Berücksichtigung eines nicht verschwindenden chemischen Potentials der Baryonen. Das chemische Potential μ ist definiert durch die Differenz aus Baryonen- und Antibaryonenzahl pro Volumeneinheit:

$$\mu \approx (n_q - \overline{n_q}) / V \quad [6]$$

Für kalte, hadronische Materie (Neutronenstern) ist das chemische Potential dementsprechend hoch, für heiße, mesonische Materie (Kern-Kern-Stoß) dagegen klein (jedoch nicht Null). In Abbildung 1.3 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung, die für nicht verschwindende Baryonendichten ein Zusammenfallen des Quarkeinschlusses (Kreuze) und das Verschwinden der effektiven Masse (Punkte) ergeben, angedeutet [Ber86].

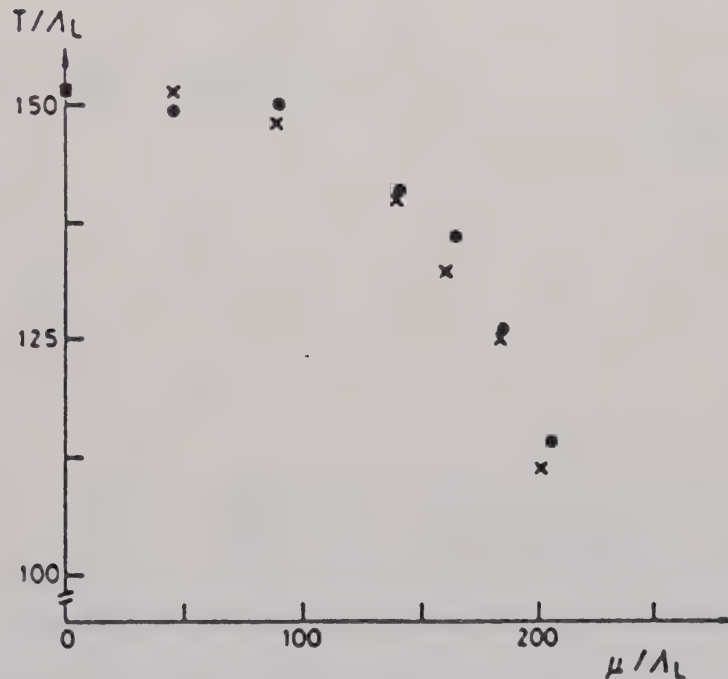


Abb. 1.3: Phasendiagramm der Materie

Sich beim Phasenübergang in charakteristischer Weise verändernde thermodynamischen Größen wie Temperatur, Entropie oder die latente Wärme (erkennbar als Sprung in der Energiedichte) sollten zu im Labor beobachtbaren Effekten bei der Teilchenproduktion und in der Reaktionsdynamik führen.

1.4 Modelle für Schwerionenstöße

Der zur Beschreibung der Reaktion definierte Phasenraum wird durch den transversalen und den longitudinalen Impulsanteil aufgespannt. Letzterer wird im Allgemeinen durch die Rapidity y beschrieben (Definition siehe 4.1.2). Vor der Reaktion haben die Targetnukleonen im Laborsystem einen Mittelwert der Rapidity von 0, mit einer von der Fermi-Bewegung bestimmten Verteilung. Für die ebenfalls Fermi-verteilten Projektilnukleonen bestimmt die Strahlgeschwindigkeit den Mittelwert der Rapidity. Zwischen beiden Extremen liegt die Rapidity des Schwerpunktsystems y_{mid} (Abb. 1.4) [Nag82].

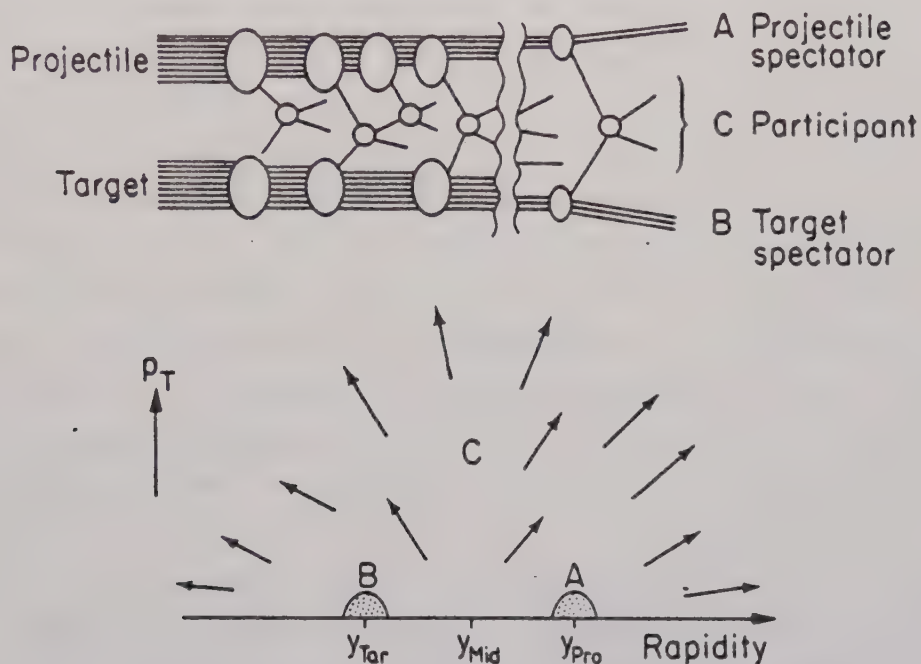


Abb. 1.4: Schematische Darstellung einer Kollision

Projektilteilchen werden durch die Wechselwirkung abgebremst, ihre Geschwindigkeit verteilt sich hin zu y_{mid} , und Targetteilchen werden beschleunigt, wobei sich ihre Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls nach y_{mid} hin verschiebt. Diese Abbremswirkung der Materie wird *stopping* genannt. Die bei der Reaktion entstandenen sekundären Teilchen haben eine Geschwindigkeitsverteilung um y_{mid} herum. Ein Teil der longitudinalen Energie der Reaktion wird in transversalen Impuls umgesetzt und füllt den Phasenraum in diese Richtung aus. Transversalimpuls (p_T) und Rapidity (y) sind beobachtbare Größen. Die Abbremswirkung ist vom Stoßsystem und der Strahlgeschwindigkeit abhängig und bestimmt über die Verteilung im Phasenraum die erreichbare Energiedichte (siehe 1.6.1).

Bei nicht zentralen Stößen oder in Systemen mit unterschiedlich großen Kernen, gibt es außer den wechselwirkenden Nukleonen, Partizipanten genannt, noch die unbeteiligten Spektatoren. Target- und Projektilspektatoren sind daran zu erkennen, daß sie nach der Reaktion im Phasenraum nur wenig von ihren Anfangspositionen verschoben sind. Die Struktur der Partizipanten-Nukleonen wird in der Quark-Gluon-Phase vollständig aufgelöst. Für die Spektatoren trifft dies nicht zu; diese spielen aber für die weitere Betrachtung nur eine untergeordnete Rolle, da sie nicht innerhalb der Region des Phasenraums mit hoher Energiedichte, d.h. in der Umgebung von y_{mid} , liegen.

Im Verlauf des Stoßes bildet sich im Partizipanten-Volumen ein sogenannter Feuerball aus, dessen Zustand in einem angenäherten lokalen Gleichgewicht durch die thermodynamischen Größen Temperatur, Druck, Energiedichte und Entropie beschrieben werden kann. Wenn dabei die Grenztemperatur erreicht wird, bildet sich innerhalb der sogenannten Formierungszeit von $< 1 \text{ fm}/c$ ein Quark-Gluon-Ball aus. Dieser erfährt eine Expansion bei gleichzeitiger Abkühlung. Aus diesem Zustand bildet sich, beim Unterschreiten der Grenztemperatur, ein Hadronengas. Der weitere Verlauf der Expansion beendet innerhalb einiger fm/c die Wechselwirkungen zwischen den Hadronen, dieser Endzustand bleibt "eingefroren" und wird von den Detektoren des Experiments nachgewiesen.

Im Zustand der höchsten Dichte des Systems wird, in Gestalt der die Wechselwirkung vermittelnden Gluonen, auch die höchste Entropiedichte erreicht. Die Entropie bleibt während der (isentropen) Expansion konstant. Die Entropieerhaltung führt bei der Hadronisierung zu einer zusätzlichen Produktion von Kaonen (strangeness) und von Pionen (Gluon-Zerfall).

1.4.1 Kaskaden-Modelle

Die Umsetzung longitudinaler Energie in Transversalimpuls und die Produktion von Pionen aus Resonanzen in einer Folge von Nukleon-Nukleon Stößen werden von Kaskadenrechnungen beschrieben. Dabei geht man von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung von Coulomb-Energie, Pauli-Prinzip und Bindungspotential aus [Cug81]. Solche Kaskadenrechnungen ergeben eine Pionen-Multiplizität, die von der Temperatur des Systems im Zustand der höchsten Dichte abhängt. Das Ver-

hältnis der Pionen- zur Baryonen-Multiplizität ist demnach ein von der Größe des Reaktionssystems und der Endzustands-Wechselwirkung unabhängiges Maß für die Temperatur [Hah86].

Von Kaskadenrechnungen wird nicht der im Experiment beobachtete Seitwärtsfluß beschrieben. Dieses kollektive Verhalten der Materie beim Kern-Kern Stoß kann mit einem hydrodynamischen Modell durch Lösung der Vlassov-Uehling-Uhlenbeck Transportgleichung erklärt werden [Stö85]. Die darin postulierten und experimentell nachgewiesenen Schockwellen ergeben für Kollisionen mit Energien bis zu einigen GeV/Nukleon eine Kompression der Kernmaterie um den Faktor 3 [Har85].

1.4.2 Das FRITIOF-Modell

Bei höheren Stoß-Energien ändert sich das Abbremsverhalten der Materie: die Nukleonen durchdringen sich gegenseitig. Zur phänomenologischen Beschreibung dieses Verhaltens anhand von Daten aus hochenergetischen Proton-Proton-Stößen wurde das Lund-String-Modell entwickelt. Aus Experimenten geht hervor, daß die Nukleonen nach der gegenseitigen Durchdringung eine Kondensationszone bilden, deren Länge vom Impuls der Teilchen abhängt. Die in dieser Zone durch Gluonenproduktion gespeicherte Energie wird mit der Erzeugung von sekundären Hadronen materialisiert.

Im Lund-Modell wird dies durch die Bildung sogenannter Strings beschrieben, in denen die Bindungskräfte zweier Quarks, analog zu einem Gummiband, die Speicherung der Anregungsenergie übernehmen. Anschließend zerfällt der String stückweise durch Materialisation von Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum (Fragmentierung). Dieser Vorgang endet erst, wenn die zur Produktion von Teilchen verfügbare Energie aufgebraucht ist. Gluon-Wechselwirkungen sind im Lund-Modell durch Kinks (Knicke) des Strings implementiert. Dadurch werden 2- und 3-Jet-Ereignisse in Proton-Proton-Stößen richtig beschrieben. Die Parameter für die String-Fragmentierung sind so eingestellt, daß Proton-Proton Daten gut beschrieben werden.

Eine Erweiterung dieses Modells auf Schwerionenstöße liegt unter dem Namen FRITIOF vor [Nil86]. Darin werden die Hadronen als longitudinal ausgedehnte Objekte (Strings) mit einem harten Innenbereich und einem

exponentiell nach außen abfallenden Farb-Feld behandelt. Der größte Teil der Energie ist im harten Bereich enthalten (Reaktionen hierin könnten harte Streureaktionen erklären, sind aber im Modell nicht berücksichtigt). Wenn bei einer Kollision die äußeren Felder überlappen, kommt es zur Übertragung von longitudinaler Energie auf die Strings.

Während ein solcher String durch einen Kern dringt, nimmt er in Kollisionen mit weiteren Nukleonen immer mehr Energie auf, ohne daß zwischen den Stößen Zeit zur Fragmentierung bleibt. Dadurch werden seine Länge und seine Masse erhöht. Die Fragmentierung erfolgt in FRITIOF erst nach dem Verlassen des Kerns. Die Dichte der Nukleonen folgt einer Wood-Saxon Verteilung, und auch die angeregten Baryonen können noch wechselwirken. Nicht so die sekundären Teilchen, die, nach FRITIOF, erst außerhalb des Kerns entstehen. Oberflächeneffekte und sekundäre Reaktionen mit Target-Spektatoren werden ebenfalls nicht berücksichtigt.

Obwohl FRITIOF infolge der Unabhängigkeit von String-Anregung und Fragmentierung eine lineare Extrapolation aus p+p Daten ist, sind die Ergebnisse zunächst in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Multiplizitäten [Bam88], weichen aber in einigen Punkten (z.B. in den Transversalimpulsverteilungen) von den Meßdaten ab. Durch die in FRITIOF fehlenden, eventuell durch die sekundären Teilchen verursachten Wechselwirkungen sowie von harten Streureaktionen, erscheint dies aber auch plausibel. Abbildung 1.5 zeigt den Vergleich zwischen einer von FRITIOF erzeugten und einer gemessenen Rapiditäts-Verteilung für $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten bei 200 GeV/Nukleon, womit wir eines der Hauptergebnisse dieser Arbeit vorausschicken: die Form der Rapiditätsverteilung bei zentralen Stößen von Schwefelkernen wird im Lund-Modell gut beschrieben.

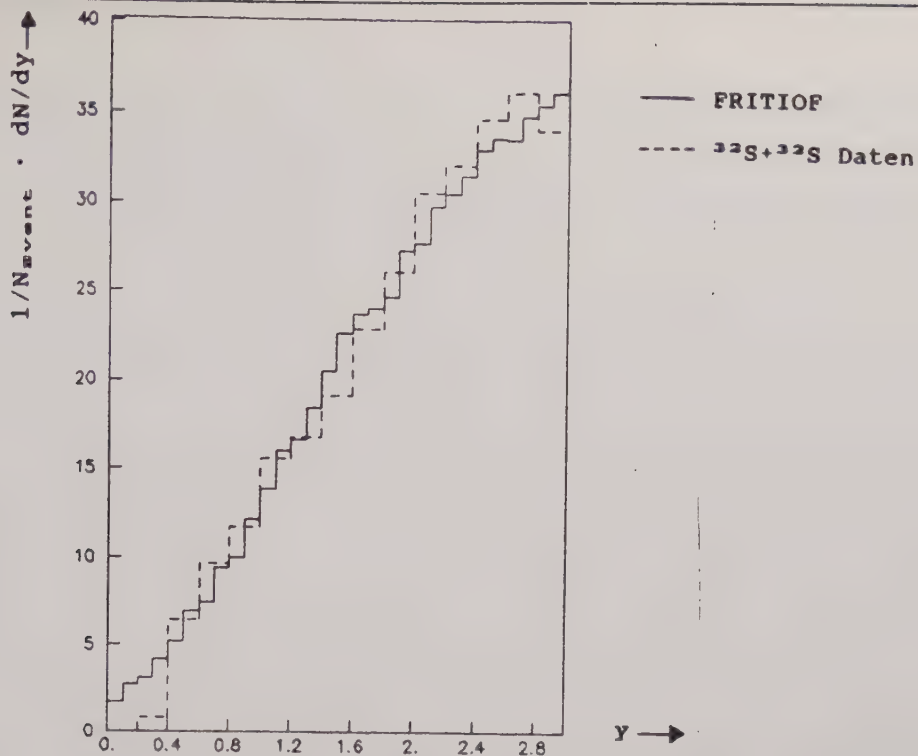


Abb. 1.5: Vergleich der Form der Rapiditätsverteilungen für π^- aus FRITIOF und Experiment im Bereich $0 \leq y \leq 3$

1.5 Mögliche Observablen

Die Wechselwirkung läßt sich nur indirekt anhand der Eigenschaften von Teilchen, welche die Reaktionszone verlassen, studieren. Diese Teilchen sind entweder Photonen und Leptonen oder Mesonen und Baryonen. Für Letztere werden in Gestalt von Transversalimpuls- und Rapiditäts-Verteilungen zunächst globale Größen des thermodynamisch beschriebenen Systems wie Temperatur und Energiedichte gemessen (siehe 1.5.1). Eigenschaften, die nur unter der Annahme eines Phasenübergangs erklärt werden können, sind Signale von der Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas. Da solche Signale zu unterschiedlichen Zeiten im Ablauf der Reaktion erzeugt würden, unterscheidet man zwischen direkten und indirekten Signalen.

Als direkte Signale gelten die Photonenproduktion ("black body"-Strahlung des primären Quark-Gluon-Feuerballs) sowie die Elektron- und Muon-Paarerzeugung (Quark-/Antiquarkvernichtung, Drell-Yan-Prozeß). Elektronen und Muonen sind schwach wechselwirkende Teilchen, die vom Expansions- und Hadronisierungsprozeß unbeeinflusst bleiben.

Indirekte Signale, aus der Zeit nach dem Ausfrieren der Hadronen, kommen von den Pion- und Baryon-Produktionsraten, der Zwei-Pion-Korrelation und anderem. Leider ist keines der indirekten Signale hinrei-

chend um die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas eindeutig zu bestätigen. Eine Bestätigung für dessen Erzeugung kann auf diesem Weg nur über eine Indizienkette aus einer Vielzahl von Beobachtungen erbracht werden.

1.5.1 Thermodynamische Größen

Unter der Voraussetzung, daß der Zustand innerhalb des Reaktionsvolumens sich zumindest annähernd in einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand befindet, sind die folgenden globalen Größen definiert:

- o *Reaktionsvolumen: Messung kann durch die Analyse von Bose-Einstein-Korrelationen zwischen Hadronen erfolgen. Das NA35-Experiment hat sich hierbei erfolgreich der Bose-Einstein-Korrelation von Pionen bedient [Hum88]. Ein vorhergegangener Phasenübergang sollte, über die Verlängerung der Lebensdauer des Feuerballs, die zeitliche Entwicklung des Reaktionsvolumens verändern.*
- o *Energiedichte: Berechnung über die Multiplizitäten und Energieverteilungen der produzierten Sekundärteilchen.*
- o *Temperatur: Bestimmung aus den Transversalimpulsspektren der erzeugten Teilchen möglich.*
- o *Chemisches Gleichgewicht: Ergibt sich aus der Messung der Produktionsraten für verschiedene Teilchenarten.*
- o *Baryo-chemisches Potential: Ergibt sich aus der Messung der Netto-Baryonenzahl (d.h. der Valenzquarks und damit der Netto-Ladungsdichte) als Funktion der Rapidität.*

1.5.2 Direkte Signale

Die Anzahl der Photonen, die unmittelbar beim Stoß entstehen, und die Reaktionszone ohne weitere Wechselwirkung verlassen können, wäre ein direktes Signal [Sin87]. Solche direkten Photonen wurden vom WA80 Experiment beobachtet. Da es in Schwerionenreaktionen einen hohen Photonenuntergrund aus dem Zerfall der sekundären π^0 -Mesonen gibt, sind solche

Messungen allerdings sehr schwierig und es gibt zur Zeit noch keine Bestätigungen durch weitere Experimente.

Eine Bestimmung der Produktionsrate von e^+e^- -Paaren wird vom NA34-Experiment angestrebt. Die $\mu^+\mu^-$ Produktion wurde von NA38 beobachtet, wobei man eine Unterdrückung der J/ψ -Erzeugung gesucht hat: Die hohen verfügbaren Energien der CERN-Experimente führen zur Entstehung von Charm-Quarks. Diese müssen infolge ihrer hohen Masse zu einem frühen Zeitpunkt der Reaktion entstehen. Charm- und Anti-Charm-Quark bilden normalerweise ein gebundenes System, J/ψ -Resonanz oder Charmonium genannt. Dieses zerfällt mit jeweils etwa 7% Wahrscheinlichkeit in ein Elektron- oder Muon-Paar. Nach [Mat86] und anderen, wird ein anfangs produziertes J/ψ in einer anschließenden Phase des Quark-Gluon-Plasmas wieder aufgelöst, da hierin der Bindungsradius für das Charmonium größer als der Debye-Radius ist. Das Experiment NA38 hat entsprechende Beobachtungen gemacht [Bus88]. Nur wenn keine alternativen Mechanismen für die Unterdrückung der J/ψ -Produktion gefunden werden, zeigt dieses Ergebnis einen Phasenübergang an. Gegenwärtig sind weitere Untersuchungen dazu im Gange.

1.5.3 Indirekte Signale

Baryon- und Mesonproduktion sind indirekte Signale, da die Produktion dieser Teilchen erst mit der Abkühlung des Plasmas einsetzt und nach dem Durchlaufen einer "mixed"-Phase endet (freeze-out). Dabei frieren die schwereren Teilchen, entsprechend den höheren Massen des Quark-Inhalts, früher aus als die Pionen. Dies ermöglicht dennoch die Beobachtung von zwei Phasenübergängen:

o *Aufhebung des Quarkeinschlusses (deconfinement)*

Nach [Raf84] und Anderen ist die Produktionsrate für strange-Quarks in einem Quark-Gluon-Plasma höher als die in einem Hadron-Gas. Die Mechanismen der strangeness-Produktion sind die Paarvernichtung von leichteren Quarks sowie Gluon-Gluon-Wechselwirkungen. Die strange-Quarks werden, ihrer höheren Masse wegen, in Form von Lambdas und Kaonen vor Protonen und Pionen hadronisiert.

- o *Hadronisierung des Quark-Plasmas (freeze-out)*

Da sich die Reaktionsdynamik in den Verteilungen für die Transversalimpulse und Rapiditäten der erzeugten Teilchen manifestiert, kann der Ablauf der Hadronisierung beobachtet werden. In den CERN-Experimenten wurden vor allem Protonen- und Pion-Spektren aufgenommen. Wenn solche Spektren nur unter Annahme eines Phasenübergangs erklärt werden könnten, wäre dies ein Indiz für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas.

1.6 Ziel dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit gilt der Pion- und Protonenproduktion in der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, die bei 200 GeV/Nukleon am CERN SPS im Experiment NA35 untersucht wurde. Als Detektor für geladene Teilchen wurde eine Streamerkammer benutzt. Nach dem oben Ausgeführten handelt es sich hier also zunächst um indirekte Observablen, aus denen eine Reihe von physikalischen Fragen beantwortet werden kann:

- o *Pionenproduktion*

Gemessen wird die Verteilung der erzeugten Pionen im longitudinalen Phasenraum (d.h. auf der Rapiditäts-Achse). Deren *Anzahl*, zusammen mit der Bestimmung ihrer Impulse, gibt Auskunft über den Energieinhalt des Reaktionsvolumens. Ein Vergleich der so ermittelten Energie mit der vom Beschleuniger gelieferten Gesamtenergie im Schwerpunktsystem erlaubt eine Aussage über die "stopping-power" in der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$. Die *Form* der Rapiditäts-Verteilung der Pionen ermöglicht einen Einblick in den Reaktionsmechanismus: handelt es sich um eine Überlagerung der bekannten Verteilung von Nukleon-Nukleon-Stößen, oder hat sich ein scharfer bei y_{mid} lokalisierter Feuerball gebildet?

- o *Baryo-chemisches Potential*

Die Rapiditäts-Verteilung der Protonen ergibt Einblick in einen anderen Aspekt der "stopping-power". Vor dem Stoß sind Nettoladung und Netto-Baryonenzahl durch die Valenzquarks in Projektil und Target bestimmt. Wie sind die Valenzquarks nach der Reaktion verteilt: stoppen sie ebenfalls stark ab (so daß sie bei y_{mid} angehäuft

würden, so wie die Energie) oder verbleiben sie eher in der Nähe ihrer Ausgangslage, also bei $y = 0$ bzw. bei $y_{\text{Projektil}}$? Dazu wird die Differenz der Rapidity-Verteilungen positiver und negativer Teilchen (Verteilung der Netto-Ladung) gebildet, die eng mit der Rapidity-Verteilung der Protonen zusammenfällt.

o *Transversalimpuls-Verteilung*

Die Transversalimpuls-Verteilung der Pionen und Protonen beantwortet eine Reihe von Fragen zur Reaktionsdynamik:

Gleicht sie vollkommen der bekannten Verteilung aus Proton-Proton-Stößen, so liegt Annahme einer einfachen Superposition von Nukleon-Nukleon-Einzelreaktionen nahe: das "Trivial-Ergebnis".

Gleicht sie der ebenfalls bekannten Verteilung aus Proton-Kern-Stößen bei gleicher Energie, so liegt der Schluß nahe, daß die Projektilnukleonen im wesentlichen unabhängige Reaktionen in der Target-Kernmaterie hervorrufen. Dies könnte bei den hier verwendeten leichten Projektilkernen als Folge des ungünstigen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses verstanden werden. In diesem Falle sollten künftige Experimente mit schwereren Projektilen unternommen werden.

Zeigt die p_T -Verteilung eine einfache Form, wie sie das thermodynamische Feuerball-Modell (Hagedorn) vorhersagt, dann macht sie Aussagen über die Temperatur bei der Hadronisierung. Ist die Form der Verteilung anders, z.B. breiter, oder mehrkomponentig, so können Hypothesen zum Expansionsmechanismus der Reaktionszone geprüft werden (z.B. kollektiver radialer Fluß).

Schließlich sei erwähnt, daß die Experimente der JACEE-Kollaboration [Tak87] zu p_T -Spektren aus Kernstößen im Energiebereich 0.5-5 TeV/Nukleon (aus der kosmischen Strahlung) erstaunlich hohe mittlere Transversalimpulse, von bis zu 1 GeV/c, ergeben haben. Diese Daten wurden als ein Hinweis auf die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas interpretiert. D.h. eine lange Koexistenzperiode zwischen den Quark- und Hadron-Phasen während der Expansion, und/oder eine hohe latente Wärme des Phasenübergangs. Sind derart hohe p_T -Mittelwerte schon bei der SPS-Energie von 200 GeV/Nukleon zu beobachten?

1.6.1 Überlegungen zur Auswahl des Stoßsystems

Die Wahl eines ^{32}S -Targets, und damit einer symmetrischen Target-Projektil-Kombination, für den am SPS verfügbaren ^{32}S -Strahl beinhaltet einen Kompromiß. Einerseits mag die erreichte Energiedichte im Feuerball aus zwei Gründen geringer sein als bei der Wahl eines schwereren Targetkerns:

Erstens stehen sich hier (auch bei Selektion zentraler Stöße) zwei diffuse Oberflächenregionen gegenüber, während z.B. in $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ wenigstens das Projektil vollkommen in dichte Kernmaterie eintritt.

Zweitens ist die Zahl der sequenziellen Reaktionen der anfänglichen Projektilnukleonen in der Targetmaterie nur etwa halb so groß wie in $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$.

Andererseits hat das System $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ den Vorteil einen Isospin von Null zu haben. Die Gesamtzahlen der erzeugten negativen, positiven (und neutralen) Pionen sollten also angenähert gleich sein. Demnach erlaubt bereits die experimentelle Untersuchung der negativen Pionen allein einen guten Schluß auf die Gesamtenergiedichte. Ebenso fallen bei der Subtraktion positiver und negativer Teilchenspektren die Pionen-Anteile genau heraus. Bis auf eine geringfügige verbleibende Differenz aus K^+ und K^- stellen die Differenzspektren daher die Valenz-Protonen (bzw. deren Quarks) dar.

Diese Überlegungen sind gerade für das vorliegende Experiment wichtig, da hierin keine direkte Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen möglich ist. Die Observablen der NA35-Streamerkammer sind nur die Ladung und der Impuls von Teilchen. Für die Streamerkammer ergibt sich ein weiterer Vorteil des $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Reaktionssystems aus der Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie der Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem. Oberhalb von y_{mid} , also in der Vorwärtshemisphäre, nimmt die Effizienz der Streamerkammer, infolge der hohen Spurdichte, stark ab. Aufgrund der Symmetrie um y_{mid} genügt es jedoch den Bereich $y \leq y_{\text{mid}}$ vollständig zu erfassen.

Schließlich ist zu beachten, daß bei zentralen Stößen von $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ keine Target-"Zuschauer" (spectator)-Materie mehr verbleibt, deren niederenergetische Zerfallsprodukte z.B. in zentralen $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ Reak-

tionen gerade im Bereich $y \leq y_{\text{mid}}$ die primär interessierenden Feuerballprodukte überdecken.

1.6.2 Auswertung

In der vorliegenden Arbeit werden die Daten der Streamerkammer des NA35-Experiments analysiert. Während die Daten der elektronisch ausgelesenen Kalorimeter schon am Experiment eine Auswahl zentraler $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Stöße durch Hardware-Trigger erlaubten, mußte zur Vermessung der fotografischen Filmbilder der Streamerkammer, die bei der untersuchten Reaktion pro Ereignis im Mittel ca. 250 Spuren geladener Teilchen registrierte, zunächst ein Meßverfahren entwickelt werden.

Aus noch zu erläuternden Gründen wurde ein digitales Verfahren gewählt. Dabei werden die Film-Bilder zunächst mittels einer CCD-Kamera digitalisiert (je 3 perspektivisch verschiedene Aufnahmen zur Rekonstruktion der Spuren eines Ereignisses im 3-dimensionalen Raum). Zur Bearbeitung der sich aus der geforderten Auflösung ergebenden Datenmengen von 2×4 Megabyte pro Bild mal drei Ansichten (zusammen 24 Megabyte pro Ereignis), wurden eigens neue Grafik-Workstations entwickelt. Ein großer Teil der Vorbereitungszeit für diese Arbeit wurde zur Entwicklung der Software zum Betrieb dieser Geräte und zur Einführung des Meßbetriebs verwendet.

Durch die Möglichkeiten der Bilddarstellung mit farbigen Grafikeinblendungen können studentische Hilfskräfte ein Event in 20 Arbeitsstunden (bezahlte Zeit) digitalisieren, mit etwa 12000 Meßpunkten auf 200 Spuren versehen und mit Hilfe eines GEOMETRIE-Programms im Raum rekonstruieren. Die hier vorgelegte Untersuchung der ersten 420 vollständig analysierten Ereignisse (zusammen ca. 80000 Teilchen) beruht also auf 9000 Operateur-Stunden, die in der Zeit von Oktober 1987 bis April 1989 erbracht wurden. Die statistische Signifikanz der so gewonnenen Ergebnisse reicht zur Beantwortung der oben formulierten Fragestellungen zwar aus, dennoch wurden im Rahmen der Entwicklungsarbeiten für Technik und Verfahren auch Vorüberlegungen zu schnelleren Auswertungsmethoden mit algorithmischer, automatischer Spuranalyse angestellt.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit bestand in der Bestimmung der

Akzeptanz- und Effizienzbeschränkungen. Diese resultieren zunächst aus der Geometrie der Kammer und der zweidimensionalen Registrierung auf Film, ferner aus der Reaktionsdynamik, die zu extremer Spurdichte in Vorwärtsrichtung, aber geringerer Dichte in Seitwärtsrichtung führt, sowie schließlich aus den unvermeidlichen Unvollkommenheiten beim Meßprozeß und bei der Rekonstruktion von Spuren im Raum. Die Meßfehler wurden durch eine Optimierung der Meß- und Rekonstruktionsverfahren verringert, denn die Qualität der Messungen ist infolge der digitalen Technik jederzeit überprüfbar. Die verbleibenden Korrekturfunktionen für die Observablen Multiplizität, Rapiditäts-Verteilung und Transversalimpuls-Spektrum wurden systematisch ermittelt, um aus den Rohdaten einen Satz von korrigierten Daten zu gewinnen, der im Hinblick auf die oben formulierten Ziele dieser Arbeit qualitativ und quantitativ analysiert werden konnte.

Im folgenden 2. Kapitel dieser Arbeit werden zunächst der Aufbau des NA35-Experiments und die Funktion der Streamerkammer behandelt. In Kapitel 3 wird die Auswertung der Streamerkammerbilder nach dem für die Frankfurter Grafik-Workstations entwickelten Verfahren beschrieben. Das Kapitel 4 beschreibt die Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen. Die physikalischen Ergebnisse der nach den hier beschriebenen Verfahren ausgewerteten und korrigierten Daten für 420 Ereignisse von zentralen $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Kollisionen bei 200 GeV/Nukleon sind in Kapitel 5 dargestellt.

2. Das NA35 Experiment

NA35 ist eines der 5 größeren Experimente, mit denen im Jahre 1986 das CERN Heavy-Ion Programm begonnen hat [Sto85]. Für dieses Experimentierprogramm wurde der Beschleunigerkomplex des CERN um eine Ionenquelle für $^{16}\text{O}^{6+}$ Ionen (1986) und für $^{32}\text{S}^{12+}$ Ionen (1987) erweitert (siehe Abb. 2.1). Die Ionen werden nach einer Vorbeschleunigung von maximal 12.5 MeV/Nukleon durch den LINAC-I im Booster (PSB) auf eine Energie von 400 MeV/Nukleon gebracht, womit die für das PS (Protonen Synchrotron) benötigte Einschußenergie erreicht ist. Mit einer Energie von 10 GeV/Nukleon werden die Ionen anschließend in das SPS (Super Protonen Synchrotron) eingeschossen. Hier erfolgt die endgültige Beschleunigung auf Energien bis 200 GeV/Nukleon.

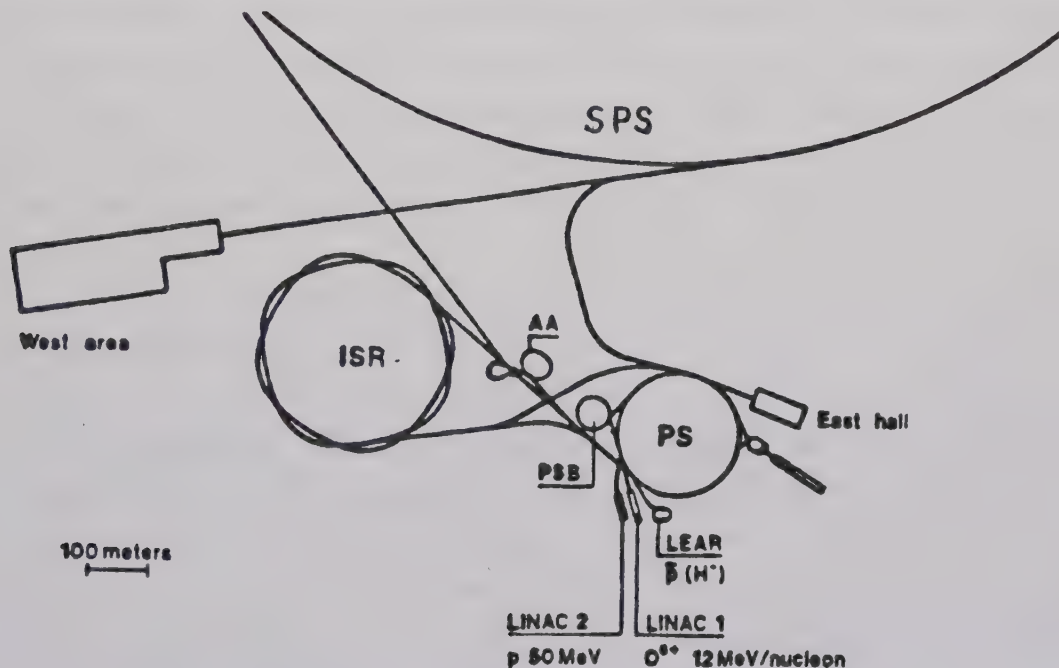


Abb. 2.1: CERN Beschleunigerkomplex

Weil Booster, PS und SPS dem für ein Synchrotron typischen Arbeitsablauf aus Injektion, Beschleunigung und Extraktion unterworfen sind (Spill), kann das SPS keinen kontinuierlichen Teilchenstrahl liefern. Auf eine 10 Sekunden lange Beschleunigungsphase im SPS folgt eine 4s lange Periode, in der Teilchen bei konstant gehaltener Energie aus dem Beschleuniger abgezogen werden (Extraktion). In jedem Zyklus werden 10^8 Ionen beschleunigt und auf die verschiedenen Experimente verteilt.

Innerhalb einer Extraktionsphase erreichen 10^4 bis 10^5 Ionen das Target von NA35. Um eine niedrige, von der Gedächtniszeit der Streamerkammer begrenzte, Wechselwirkungsrate einzustellen sind die Targets dünn. Die Dicke des Gold-Targets beträgt 1mm entsprechend einer Wechselwirkungslänge von 1% bei ^{16}O Ionen und 6mm für das Schwefel-Target entsprechend 1% Wechselwirkungslänge für ^{32}S Ionen.

Die CERN Schwerionen-Experimente bei 200 GeV/Nukleon waren die ersten ihrer Art. Vor Beginn der Experimente war nicht zu sagen, welches erfolgversprechende Observablen sein würden. Daher spielte die Fähigkeit der nachfolgend kurz beschriebenen Streamerkammer, die Trajektorien aller geladenen Teilchen in einem etwa 1.7 m^3 großen Volumen bei hoher Multiplizität erfassen zu können, eine wichtige Rolle.

Außer der unmittelbar am Target positionierten Streamerkammer besteht das Experiment NA35 noch aus einer Reihe von segmentierten Kalorimetern zur Messung der globalen Energieverteilung der Reaktionsprodukte. Die Kalorimeter sind so angeordnet, daß sie eine Triggerentscheidung für die Streamerkammer zu treffen erlauben. Eine von der Streamerkammer aufgezeichnete Wechselwirkung wird Ereignis (Event) genannt.

2.1 Die Streamerkammer

Die Streamerkammer ist ein triggerbarer Detektor für Spuren geladener Teilchen mit optischer Auslese. Das aktive Volumen der ursprünglich für das Experiment NA5 gebauten Kammer beträgt etwa $200 \times 120 \times 72 \text{ cm}^3$. Wenn sich das Target, wie bei NA5, innerhalb der Kammer befindet, beträgt der erfaßte Raumwinkelbereich 4π . Für NA35 ist dies nur annähernd der Fall, da das Target 8cm vor der Kammer angebracht ist.

Die Genauigkeit der Ortsbestimmung in der senkrecht zur optischen Achse der Kameras liegenden Kammerebene liegt, gerechnet über die gesamte Auswertungskette, bei 1.2 mm. Durch Anbringung der Kammer im Feld eines supraleitenden Magneten (Vertex-Magnet) mit einer Feldstärke von 1.5 Tesla werden Ladungs- und Impulsanalyse erreicht. Der Meßbereich für den Impuls geht von 0.1 bis 40 GeV/c. Die Meßgenauigkeit bei Impulsen von unter 2 GeV/c ist besser 1%.

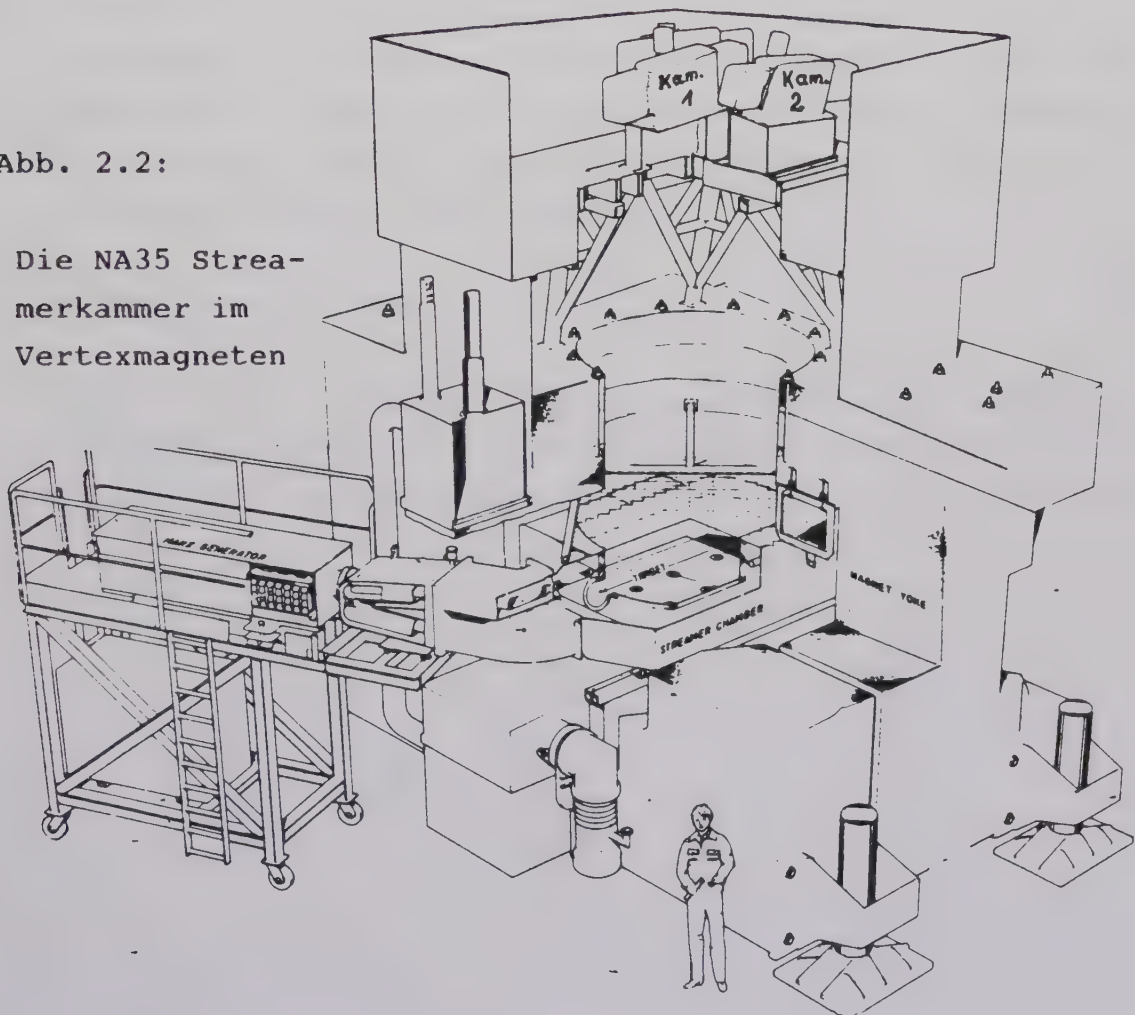
Es sind Ereignisse mit Multiplizitäten von über 400 geladenen Teilchen

ausgewertet worden. Da über 75% aller Spuren vermessen werden können, erlaubt die Streamerkammer (semi-)exklusive Messungen (keine Integration über mehrere Ereignisse). Bei hohen Multiplizitäten können die Ereignisse selbstanalysierend sein, d.h. schon aus einzelnen Ereignissen lassen sich physikalische Aussagen gewinnen.

Die gute Impulsauflösung der Kammer und die Exklusivmessung der Ereignisse erlauben die Auswertung von Teilchenkorrelationen. Der 4π Raumwinkel ergibt Teilchenspektren im Rapiditätsbereich (Geschwindigkeitsmaß in Strahlrichtung) von $y=0.5$ (Targetbereich) bis $y=6$ (Projektilbereich) und im Transversalimpulsbereich von 0.1 bis 2 GeV/c. Eine begrenzte Möglichkeit zur Teilchenidentifikation durch Messung der spezifischen Ionisation ist vorhanden.

Abb. 2.2:

Die NA35 Streamerkammer im Vertexmagneten



Vorder- und Rückseite der Kammer sind gebogen, was aber für die Darstellung in dieser Arbeit keine Rolle spielt und daher nicht mehr erwähnt wird. Die NA35 Streamerkammer wird ausführlich in [Wen89] beschrieben, allgemeine Beschreibungen sind in den Referenzen [Ric74] und [Bib81] zu finden. Die wichtigsten Eigenschaften in Kürze:

o Nachweis von Teilchen

Die NA35-Kammer ist mit einer Gasmischung aus 80% Ne und 20% He von atmosphärischem Druck gefüllt. In diesem Gas erzeugen ionisierende Teilchen eine Spur freier Ladungsträger, die nach Beschleunigung in einem angelegten elektrischen Feld durch Stoßionisation vervielfacht werden. Das Kammergas wird zur Emission von Licht im sichtbaren Bereich angeregt. Im Maßstab 30:1 werden die Leuchtspuren auf die empfindlichen Flächen von drei Bildverstärkern abgebildet und nach 2000-facher Verstärkung auf 70-mm Film registriert.

Die Lichtentwicklung erfolgt in sogenannten Streamern, diese haben bis zu 1mm Durchmesser und Längen, in Feldrichtung bis zu 2mm. Der Streamer stellt eine Vorstufe zu einer Funkenentladung dar, die aber nicht erfolgt, da das elektrische Feld nur kurzzeitig anliegt. Die NA35 Kammer wird nahe dem Avalanche-Modus betrieben, was durch die Bildverstärker möglich ist und der Ortsauflösung durch Verkleinerung der Streamer zugutekommt.

o Streamerentwicklung

Wenn ein Ereignis registriert werden soll, wird innerhalb der Kammer für etwa 12ns ein elektrisches Feld von etwa 20kV/cm aufgebaut. Dazu dienen zwei in der Kammerebene in der Höhe 1/4 und 3/4 angebrachte

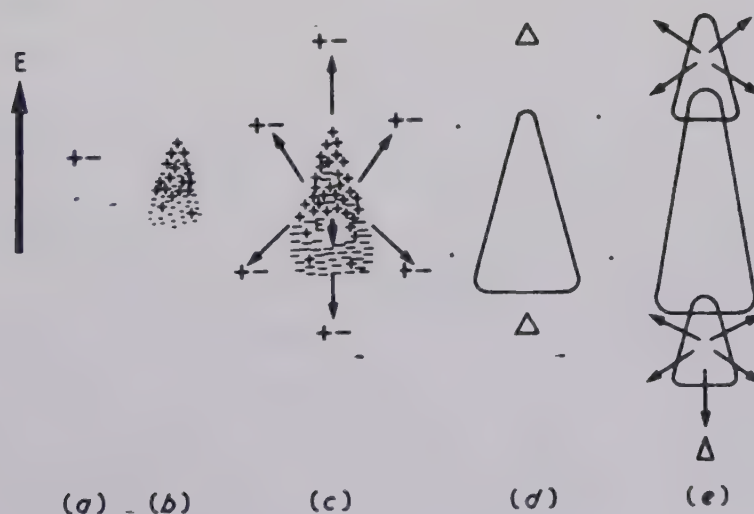


Abb. 2.3: Streamerentwicklung

Gitterelektroden. Indem die Elektroden Spannungsimpulse entgegengesetzter Polarität erhalten, bildet sich in der Mittelebene (Höhe $1/2$) ein virtuelles Nullpotential.

Im elektrischen Feld werden die vom nachzuweisenden Teilchen erzeugten freien Ladungsträger zunächst beschleunigt und regen bei Stößen weitere Atome an oder ionisieren diese sogar. Der Verstärkungsprozeß über durch Stoßionisation freigewordene Elektronen kommt zum Erliegen, wenn die freien Ladungen das äußere Feld abschirmen. Einen wesentlichen Beitrag zum Wachstum der Streamer leisten die von den angeregten Atomen ausgesendeten UV-Photonen, da diese den Bereich der abschirmenden Ladung verlassen und entferntere Atome ionisieren können (Abb 2.3).

o *Eventaufnahme*

Eine nützliche Eigenschaft der Streamerkammer ist ihre Gedächtniszeit. Die Lebensdauer der vom nachzuweisenden Teilchen erzeugten freien Ladung ist durch Beimischung von 0.05 ppm SF_6 in das Kammergas auf 10 μs eingestellt. Die Gedächtniszeit steht einerseits zum Treffen der Triggerentscheidung zur Verfügung, begrenzt aber andererseits über die Targetdicke die maximale Strahlintensität, denn zur Vermeidung von Doppelereignissen muß die Wahrscheinlichkeit einer zweiten Interaktion bis zur Triggerung klein sein. Bei niedrigen Interaktionsraten steigen die Störungen durch Projektilteilchen, von denen die Kammer in der Zeit zwischen dem zu registrierenden Ereignis und der Triggerung durchquert wird.

Bei Triggerung wird der Marx-Generator ausgelöst. Dieser Hochspannungsgenerator besteht aus Kondensatoren, die über Widerstände in Parallelschaltung geladen werden. Zusätzlich sind die Kondensatoren durch Funkenstrecken dergestalt verbunden, daß durch Zündung der ersten Funkenstrecke in einer Kettenreaktion die weiteren Funkenstrecken zünden und alle Kondensatoren in Serie schalten. Der NA35 Marx-Generator besteht aus 2 x 22 Stufen und liefert nach Zündung einen Hochspannungsimpuls von ± 400 kV. Der für den Betrieb der Kammer zu breite Hochspannungsimpuls wird in einem Blumlein-Impulsformer auf eine Dauer von 12 ns gebracht.



Abb. 2.4: $^{32}\text{S}+^{207}\text{Pb}$ Reaktion bei 200 GeV/Nukleon

Während die Hochspannung vom Marx-Generator aufgebaut wird, werden die Gitterelektroden der Kammer durch Ladungsinfluenz auf ein Potential von einigen kV und umgekehrter Polarität wie der spätere Hauptimpuls geladen. Diese "pre-pulse" genannte Erscheinung bewirkt eine leichte Verschiebung der Spuren in der Nähe der Gitter (siehe 4.2.2).

2.2 Die Observablen der Streamerkammer

Eine typische Streamerkammeraufnahme zeigt Abbildung 2.4. Der Wechselwirkungspunkt (Vertex) befindet sich am unteren Bildrand. Positiv geladene Teilchen bewegen sich auf nach links gekrümmten Bahnen, die nach rechts gebogenen Spuren stammen demnach von negativen Teilchen. Die Multiplizität dieses Events ist etwa 200, wobei 80% der Spuren von Pionen stammen.

Die Krümmungsradien der Spuren hängen von Ladung und Impuls der Teilchen sowie von den Emissionswinkeln gegenüber der Feldachse des Magneten ab. Für jedes Ereignis werden drei Bilder (Views) aus leicht unterschiedlichen Positionen über der Kammer aufgenommen, um aus den Stereowinkeln die Rekonstruktion der Spuren im Raum zu erlauben. Als Ergebnis der Bildauswertung werden die Emissionswinkel und die Impulse (bei Ladung=1) für die Teilchenspuren erhalten. Wenn die Masse eines Teilchens bekannt ist, können aus dessen Impulsmessung die Energie und die Rapidität (siehe Kapitel 4.) bestimmt werden.

2.3 Der experimentelle Aufbau

Im Gegensatz zu vollständig elektronischen Experimenten ist NA35 ein Hybridexperiment. Neben den Kalorimetern mit elektronischer Auslese werden die Daten hauptsächlich von der Streamerkammer geliefert und auf Film aufgezeichnet. Die elektronischen Detektoren sind die zur Triggerung benutzten Quarz-Zähler und Szintillatoren. Auf den elektronischen Teil des Experiments wird nicht weiter eingegangen. Die Aufnahme der Filmbilder ist in 3.2.1 beschrieben.

Neben der Streamerkammer und den Kalorimetern steht am Meßplatz (Abb. 2.5) noch der Marx-Generator mit dem Blumlein-Impulsformer. Die Streamerkammer selbst befindet vollständig innerhalb des Vertex-Magneten. In

Abb. 2.5 sind zwischen der Kammer in dem Magneten und dem Veto-Kalorimeter am anderen Ende noch das Ringkalorimeter und der PPD (Photon Position Detektor) zu erkennen. Da in dieser Arbeit keine PPD-Daten benutzt sind, wird der PPD nicht weiter behandelt.

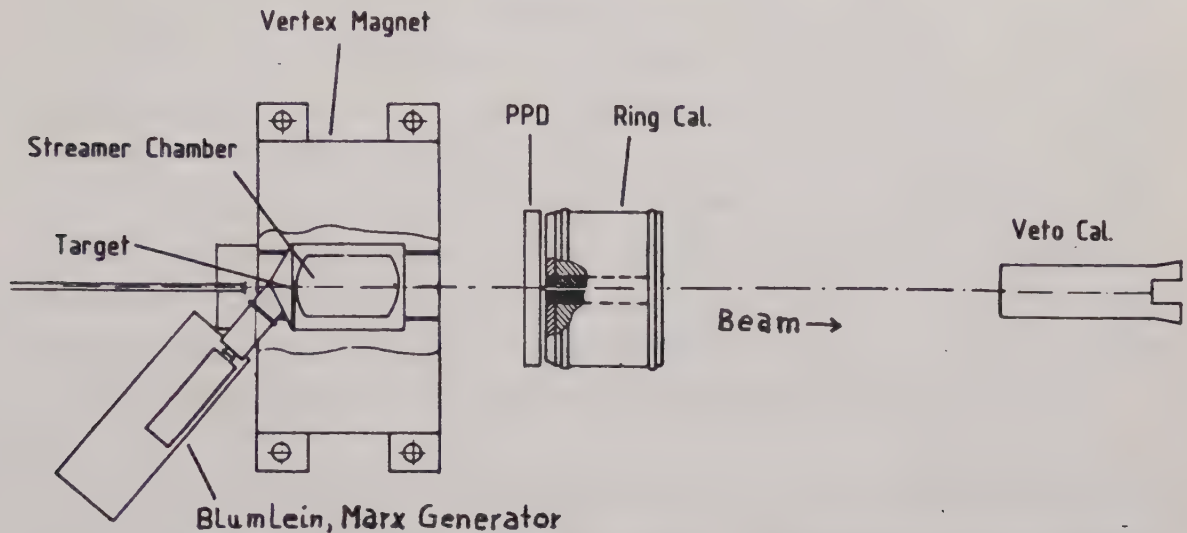


Abb. 2.5: Strahlführung und NA35 Aufbau

Kalorimeter werden in der Hochenergiephysik häufig benutzt, da ihre Abmessungen logarithmisch mit der Energie der nachzuweisenden Teilchen wachsen, während die Unsicherheit der Energiemessung nur mit der Wurzel der Energie wächst. Kalorimeter sind meist aus Eisenplatten im Sandwich mit Szintillatormaterial aufgebaut (Sampling-Kalorimeter).

Die NA35-Kalorimeter sind außerdem segmentiert und erlauben eine getrennte Auslese für die deponierte hadronische und elektromagnetische Energie. Das Ringkalorimeter hat seinen Name von Segmentierung in Form 10 konzentrischer Ringe, die nochmals in je 24 Winkelsegmente unterteilt sind ("Tortenstücke").

Bei NA35 werden die Kalorimeter [Hec88] zum Treffen der Triggerentscheidung mitbenutzt. Das Arbeitsprinzip von Kalorimetern beruht auf der Entwicklung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern bei der Abbremsung von Teilchen in Materie (z.B. Eisenplatten). Der Nachweis der Schauer erfolgt optisch durch Szintillatoren. Die Abmessungen eines Kalorimeters werden so gewählt, daß die nachzuweisenden Teilchen vollständig gestoppt werden um somit die Messung ihrer Energie zu erlauben. Weitere Informationen zu Kalorimetern finden sich in [Fab85].

2.4 Selektion von Ereignissen

Die Streamerkammer speichert die Teilchenspuren eines Ereignisses für etwa $10\mu\text{s}$ (1/e-Intensität). Deshalb müssen für jedes einzelne Teilchen des Ionenstrahls im Mittel ca. $20\text{--}30\mu\text{s}$ "freigehalten" werden, damit nicht die Aufzeichnung des aktuellen Ereignisses durch Teilchen eines vorhergehenden Ereignisses verfälscht wird. Dies bedeutet: die mittlere Intensität des Ionenstrahls darf ca. 30000 Teilchen/s nicht übersteigen, in einem Spill von 4s sind also zusammen nur ca. 10^5 Ionen maximal zu verarbeiten. Andererseits müssen die Targets dünn bleiben, um Verfälschungen durch Sekundärreaktionen und hohe Konversionsraten $\gamma \rightarrow e^+e^-$ der Photonen aus dem $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ - Zerfall im Target zu verhindern. NA35 wählte deshalb Targets mit einer Dicke von 1% der Wechselwirkungslänge (6mm dick in der $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Reaktion). Zusammen ergibt dies ein Maximum von 10^3 Reaktionsereignissen pro Spill.

Schließlich begrenzt noch das Nachleuchten der Phosphorschicht in den Bildverstärkern der Kameras das Tempo der Bildaufnahme auf ca. 1 Ereignis pro Sekunde, also 4 pro Spill. Aus den 10^3 Reaktionsereignissen pro Spill fallen dann 25% in die Akzeptanzzeit von Kammer und Kameras. Der Kalorimeter-Trigger kann daher 4 aus 250 Ereignissen auswählen. In der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ ist der totale Reaktionsquerschnitt 1.6 barn; die Selektion 4/250 entspricht dann einem Trigger-Wirkungsquerschnitt von ca. 25mb.

Voraussetzung für die Datenaufnahme ist die Identifikation einer Wechselwirkung durch den Wechselwirkungstrigger. Von den Kalorimetern kann als weitere Bedingung die Aufteilung der in der Wechselwirkung freigesetzten Energie im Raum benutzt werden. Der Ablauf einer Triggerentscheidung ist demnach:

o Wechselwirkungstrigger

Zunächst wird eine positive Teilchenidentifizierung im Strahl gefordert, um vom Strahl mitgeführte Verunreinigungen auszuschließen. Dazu wird ein vom Ladungszustand der Teilchen abhängiges Signal eines Quarzzählers und eines Szintillators, die sich 36m bzw. 7m vor der Kammer befinden, benutzt. Dem Koinzidenzsignal dieser Detektoren steht das Vetosignal eines Szintillators entgegen. Dieser unmittelbar vor dem zweiten Zähler angebrachte Detektor hat eine Bohrung,

durch die der Strahl verläuft, und liefert ein Signal für Ionen, deren Bahn von der Strahlachse abweicht.

Ein weiteres Vetosignal kommt von einem Szintillator hinter der Kammer. Wird in diesem Detektor das ^{16}O bzw. ^{32}S Projektil nachgewiesen, so hat keine Wechselwirkung stattgefunden.

o Auswahl nach Energieverteilung

Mit Hilfe der Kalorimeter kann eine Auswahl von Ereignissen nach physikalischen Kriterien erfolgen. Dazu wird die Verteilung der Energie der Reaktionsprodukte auf die Kalorimeter herangezogen.

Eine Triggermöglichkeit liefert das Veto-Kalorimeter. Hierbei wird ein Maximum für die in diesem Gerät nachzuweisende Energie festgelegt. Das Veto-Kalorimeter registriert vor allem die Energie der Projektil-Spektatoren, d.h. von Nukleonen, die nicht an der Wechselwirkung teilgenommen haben. Eine weitere Möglichkeit ist die Triggerung auf transversale Energie. Hierzu wird das Signal der im PPD deponierten elektromagnetischen Energie benutzt.

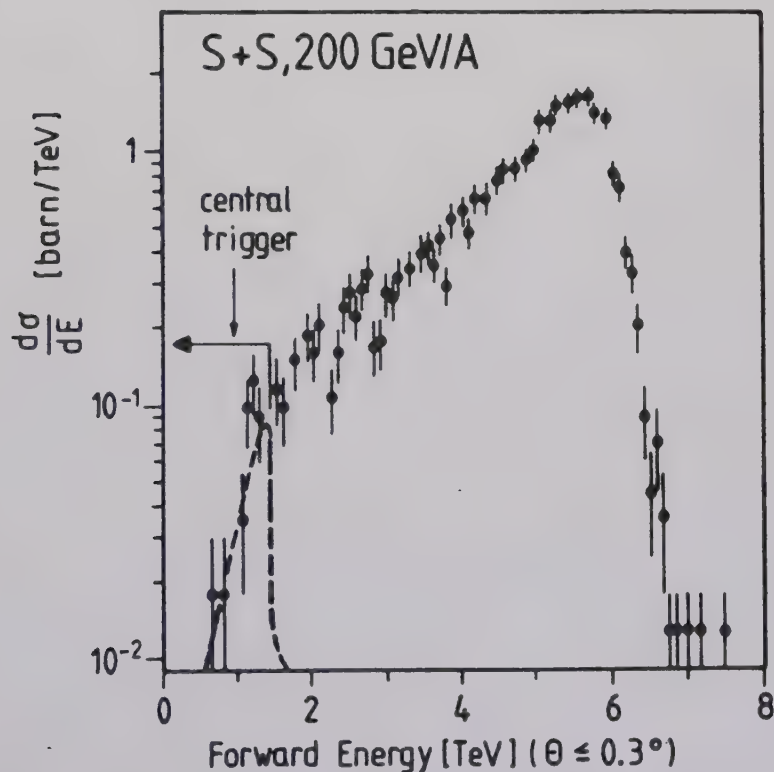


Abb. 2.6: Energiespektrum des Vetokalorimeters

Für die in dieser Arbeit diskutierten S+S Daten wurde der Trigger auf eine maximale im Veto-Kalorimeter deponierte Energie von 1.4 TeV eingestellt. Dies ergibt einen Wirkungsquerschnitt von 34 mbarn entsprechend 2% des inelastischen Wirkungsquerschnitts. Abb 2.6 zeigt das Spektrum des Veto-Kalorimeters, wobei die schraffiert dargestellte Fläche auf die akzeptierten Ereignisse entfällt. Der bei 6.4 TeV liegende Peak des Projektils ist durch den Wechselwirkungstrigger unterdrückt. Diese Einstellung für zentrale Stöße wird als zentraler Trigger bezeichnet ($^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Daten). Im Gegensatz dazu heißt die Einstellung für alle Stoßparameter, und damit auch periphere Reaktionen, Minimum-Bias Trigger (p+p Vergleichsdaten).

3. B I L D A U S W E R T U N G

In diesem Kapitel wird der Weg vom Ereignis in der Streamerkammer zu den physikalischen Observablen der Teilchen (Emissionswinkel und Impuls) beschrieben. Im nächsten Kapitel werden dann die Methoden zur Korrektur der Daten auf Meßfehler und Effizienzprobleme behandelt.

Fortschritte auf dem Gebiet der Bildauswertung finden heute eher auf technischem Gebiet statt. Die grundlegenden Ideen der Auswertung optischer Detektoren sind alt (siehe [Soo65] über die Analyse von Blasen-kammerbildern). Moderne Hardware bietet aber die Möglichkeit, alte Ideen, bei verringerten Kosten, neu umzusetzen.

Während bei Blasen-kammerbildern die Messung gänzlich durch menschliche Operateure erfolgte, wird heute von der NA35 Kollaboration, im Hinblick auf künftige Experimente [San88], Arbeit auf dem Gebiet der automatischen Analyse geleistet [Püh88]. Die in dieser Arbeit beschriebene Bildauswertung ist halbautomatisch. Beim Messen sucht das Meßsystem z.B nach dem nächsten Streamer, der auf der begonnenen Spur liegt. Außerdem ist die Spurzuordnung zwischen den stereoskopischen Einzelaufnahmen automatisiert.

3.1 Allgemeines zur Vorgehensweise

Die Ereignisse werden in stereoskopischen Aufnahmen von drei Kameras auf fotografischem Film festgehalten. Die drei Einzelaufnahmen werden Views genannt. Da die Filmaufnahme ein Projektionsverfahren ist, geht die unmittelbare räumliche Information verloren und muß aus den Stereowinkeln rekonstruiert werden. Hierfür bietet es sich an, erkennbare Strukturen (Streamer) einzeln im Raum zu orten und dann zu den gewünschten Teilchenspuren zusammenzusetzen (korrespondierende Punkte).

In der Praxis ist es jedoch günstiger, zuerst die aus den Streamern gebildeten Spuren in der Projektion zu messen (nichtkorrespondierende Punkte) und dann die Spuren im Raum zu rekonstruieren.

3.1.1 Teilchenspuren in der Streamerkammer

Im Feld des Vertexmagneten beschreiben die Teilchen Helixbahnen. Die Bahn liegt dabei auf der Fläche eines Zylinders (Abb. 3.1). Die Achse des Zylinders verläuft in Richtung des Magnetfeldes. Da die Blickrichtungen der Kameras ihrerseits annähernd mit der Richtung des Magnetfeldes übereinstimmen, sind die Helixbahnen in der Projektion gut durch Kreissegmente anzunähern. Typischerweise sind die Kreisdurchmesser größer 2m.

Die Streamerdichte ist mit 1-2 Streamern pro cm sehr hoch. Daher ist der mittlere Spurabstand in der Projektion in weiten Teilen der Kammer größer als der Streamerabstand, was dem Operateur eine Zuordnung von Streamern zu Spuren erlaubt. Allerdings ist die Spurdichte im zentralen Bereich um die Strahlachse so hoch, daß die Auflösung in einzelne Spuren nur noch mit großem Zeitaufwand oder überhaupt nicht mehr möglich ist. Dieser Umstand ist der wichtigste Faktor für die Begrenzung der Effizienz der Streamerkammerauswertung (siehe Kapitel 4).

3.1.2 Rekonstruktion im Raum

Grundlage der Auswertung von stereoskopischen Aufnahmen ist die Benutzung des "Lichtstrahl" Konzeptes. Dabei betrachtet man die Optik zur Abbildung des Kammerinneren auf den Film zunächst als ein Loch mit vernachlässigbar kleinem Durchmesser. Da die Ausbreitung des Lichts entlang einer Geraden gedacht werden kann, liegen Ursprungspunkt (d.h. das Streamerzentrum), das Loch und der Abbildungspunkt auf einer Geraden. Wenn auf mindestens zwei Stereoaufnahmen das gleiche Streamerabbild vermessen wird, so ist die Position des Streamers in der Kammer bei bekannten Positionen der Filme und der Abbildungsoptiken aus dem Kreuzungspunkt der Geraden zu berechnen.

Zwar sind theoretisch nur zwei Ansichten zur Rekonstruktion im Raum nötig, da aber einerseits ein Streamer nicht immer aus jeder Ansicht erkennbar ist und sich die Lichtstrahlen infolge der Meßungenauigkeiten überhaupt nicht im Raum schneiden müssen, liefert die Heranziehung einer dritten Ansicht durch Mittelung besser bestimmte Koordinaten.

o *Korrespondierende Punkte*

Mit dem oben beschriebenen Verfahren wäre es also möglich, für jeden einzelnen Streamer aus zwei Filmbildern dessen Position in der Kammer zu bestimmen (korrespondierende Punkte). Aus den Koordinaten könnte ein geeigneter Algorithmus in einer nächsten Stufe die Spuren im Raum rekonstruieren. Tatsächlich werden korrespondierende Punkte nur bei der Rekonstruktion von Referenzmarken (Fiducials) und Endpunkten benutzt. Die Teilchenspuren hingegen enthalten zu viele Streamer, als daß jeder davon einzeln vermessen werden könnte. Zudem haben in den drei Ansichten gleiche Streamer oft unterschiedliche Umrisse und werden häufig auch von anderen Streamern, die in der Projektion übereinander zu liegen kommen, verdeckt.

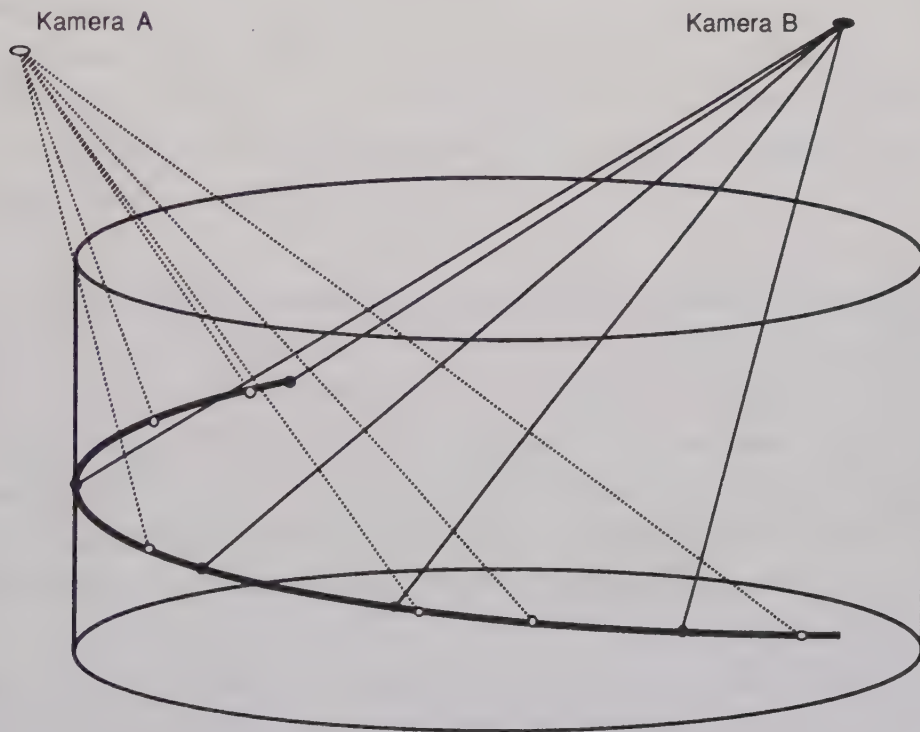


Abb. 3.1: Rekonstruktion im Raum

o *Nichtkorrespondierende Punkte*

Da für die Rekonstruktion der Spuren nur in besonderen Fällen korrespondierende Punkte zur Verfügung stehen, behilft man sich durch die Konstruktion einer Referenzfläche. Diese entsteht, wenn ein Lichtstrahl der projizierten Spur auf einem der Filmbilder folgt. Dabei überstreicht er im Raum eine Kegelfläche (siehe Abb. 3.1). Aus den Schnittpunkten der Lichtstrahlen aus anderen Ansichten mit der Fläche

lassen sich endlich die gesuchten Raumkoordinaten berechnen.

Für das mathematisch aufwendige Verfahren der Rekonstruktion im 3-dimensionalen Raum wird eine Unterprogrammsammlung des CERN benutzt (siehe Kapitel 3.2.5).

3.1.3 Zuordnung von Spuren im Raum

Im vorigen Abschnitt wurde davon ausgegangen, daß ein Tripel von Messungen der Projektionen der Spur in drei Views vorliegt. Dieser Abschnitt beschreibt die verwendete Methode der automatischen Zuordnung der Messungen aus den drei Ansichten zu Spuren im Raum [Röh86].

Bei Streamerkammerbildern mit geringer Multiplizität (kleiner 60) kann ein menschlicher Operateur die Spurzuordnung vornehmen. Dabei nutzt er unter anderem die Eigenart der Streamerentstehung, eine von Spur zu Spur unterschiedliche Verteilung von Streamerabständen und Streamergrößen, aus. Infolge der hohen Multiplizität ist solches Vorgehen beim NA35-Experiment nicht mehr sinnvoll.

Als Kriterium für die automatische Zuordnung wird die Lage der Spurendpunkte, d.h. der Ort, an dem die Spur auf eine der Kammerwände trifft, benutzt. Aus der Messung des letzten Spurpunktes in jeder der Projektion lassen sich jeweils zwei mögliche Extremlagen der Raumpunkte berechnen. Ein Lichtstrahl, der vom Film über die Abbildungsoptik an einer der Wände (mit Ausnahme der Ecken) in die Kammer eintritt, muß die Kammer durch eine der anderen Wände wieder verlassen:

- o *Wenn der letzte gemessene Punkt der Spur genau auf der Wand liegt, ergeben die Schnittpunkte des Lichtstrahls mit den Kammerwänden (Eintrittspunkt und Austrittspunkt) die zwei möglichen Raumpunkte.*
- o *Wenn der Endpunkt vor der Kammerwand liegt, was infolge der statistischen Verteilung der Streamerpositionen wahrscheinlich ist, stellen diese Punkte die Extrema dar, und die wirkliche Position im Raum liegt auf einer Gerade zwischen den beiden.*

Bei den in dieser Arbeit behandelten Daten wird zur Zuordnung der Spuren ein kombinatorisches Rechnerprogramm verwendet, dessen Algorithmus die Lage der Endpunkte benutzt, um die mögliche Zahl von Kombinationen zu reduzieren:

- Zu den beiden Endpunktlagen einer Spur in View 3 werden aus den Spurlisten der beiden anderen Views die fünf Spuren mit den kleinsten Endpunktabständen ausgewählt. Alle Tripelkombinationen werden in eine Tabelle eingetragen.
- Die Tabelle wird nach dem Kriterium der minimalen Summe aus den Abständen der Endpunkte und dem mittleren Abstand der Punkte innerhalb der gemessenen Spur sortiert.
- Mit dem in 3.2.5 beschriebenen Programm wird eine räumliche Rekonstruktion versucht. Aus der Güte der Rekonstruktion und dem Ordnungskriterium wird ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der richtigen Zuordnung berechnet.
- Das Tripel mit der höchsten Wahrscheinlichkeit wird gesucht und als Ausgabe gespeichert, der Vorgang wird mit der nächsten Spur in View 3 wiederholt.
- Nachdem alle Spuren zugeordnet sind, wird die Ausgabe auf Mehrdeutigkeiten durchsucht. Wenn dies zu einem Treffer führt, wird das Tripel mit dem besten Gütekriterium ausgewählt, das andere wird in der Ausgabe gelöscht.
- Die Spuren, die nun eindeutig zugeordnet sind, werden in allen 3 Views aus den Spurlisten entfernt. Der Zuordnungsprozeß wird für die verbliebenen Spuren noch dreimal wiederholt.

Das beschriebene Verfahren ordnet etwa 80% aller in drei Views gemessenen Spuren automatisch zu. Dabei treten unter 5% falsche Zuordnungen auf. Die automatische Zuordnung wird vom Operateur überprüft und ergänzt (siehe 3.3).

3.2 Technische Hilfsmittel

In diesem Abschnitt wird auf den apparativen Teil der Bildaufnahme im Experiment und für die Auswertung sowie auf die zugrundeliegenden Rechnerprogramme eingegangen. Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt, konnten bei der Planung des Experiments Erfahrungen aus der Blasen-kammerzeit Verwendung finden. Dies gilt insbesondere für die Vorläufer der Meßsysteme, deren Vorfahren ein Filmabtaster nach dem "flying spot" Verfahren namens PEPR und die ERASME-Maschinen des CERN waren. Letztere waren die bislang wohl aufwendigste Konstruktion auf diesem Gebiet und vereinigten die Vorteile von elektronischer Abtastung und Steuerung mit denen von Projektionstischen. Die ERASME haben dieser Arbeit Impulse gegeben, da hierfür hochentwickelte Rechnerprogramme existieren und Messungen für den ersten NA35-Run (1986) noch auf diesen Maschinen vorgenommen wurden.

Außer der zur Realisierung verwendeten Technologie kommen bei den Meßsystemen kaum neue Ideen zum Tragen. Wesentlich ist nur die vollständig digitale Arbeitsweise, wofür allerdings die Möglichkeit zur direkten Betrachtung des Filmbildes auf einem Projektionstisch, wie bei ERASME möglich, entfällt. Dies schränkt die Verwendbarkeit der Meßsysteme ein, für Scan-Aufgaben, wie der Suche nach Lambda-Zerfällen, muß auf Projektionstische zurückgegriffen werden. Die gegenüber ERASME um den Faktor 10 niedrigere Positionierungsgenauigkeit wirkt sich auf die beim Meßvorgang insgesamt erhaltene Genauigkeit nur geringfügig aus (siehe 3.3.3).

3.2.1 Bildverstärker und Kameras

Die Bildaufnahme an der Streamerkammer wurde durch drei Filmkameras für 70mm schwarz/weiß Negativfilm (Ilford HP5 und Kodak 2495) mit vorgeschalteten Bildverstärkern vorgenommen. Diese Geräte wurden zusammen mit Einblendungen für technische Informationen von eigenen Rechnern gesteuert (PDP11 und μ -VAX).

Die Verwendung von Bildverstärkern (Durchmesser der aktiven Fläche 90 mm) mit einer Lichtverstärkung von 2000 ermöglicht den Betrieb der Streamerkammer nahe des Avalanche Modes. Dies führt zu kleinen Streamerabmessungen (0.5 bis 2 mm) und verringert lokale Glimmentladungen (Flares). Nachteilig ist die magnetische Fokussierung der verwendeten

Bildverstärker, die infolge der Nähe zum Vertex-Magneten zu Bildverzerrungen führt (siehe auch 3.2.5).

Für die Verwendung von Film zur Datenspeicherung war vor allem der vergleichsweise geringe Preis für das Material und dessen Verfügbarkeit ausschlaggebend. Digitale Speichermedien, wie Magnetbänder oder Optical-Disks, erreichen auch zwei Jahre nach dem Experiment noch nicht das Preisniveau des Films: die mittlere Datenrate bei der angestrebten Auflösung von 2048 mal 3072 Bildpunkten und einer Rate von 3 Ereignissen pro 14.4s (Beschleunigerzyklus) liegt über 1 MByte/s. Nachteilig beim Film sind dessen logarithmischer Schwärzungsverlauf in Abhängigkeit von der empfangenen Lichtmenge, dessen durch die Silberkörner verursachtes Bildrauschen und die Abhängigkeit der Bildqualität von der Entwicklung [Röh86].

Die Kameras selbst besitzen keine Verschlüsse, da Licht von der Streamerkammer im Idealfall nur bei Triggerung erzeugt wird. Nachteilig wirken sich aber das Rauschen und das Nachleuchten des Phosphors der Bildverstärker aus. Der mit der Kamerasteuerung befaßte Rechner kompensierte dies jedoch durch gelegentlichen Weitertransport des Films, wenn über mehrere Sekunden kein Trigger vorhanden war.

Eine weitere wichtige dem Rechner zukommende Aufgabe ist die Steuerung der Einblendung von Referenzmarken zur späteren Bestimmung der Filmposition und der Anzeige von laufenden Bildnummern zur Identifikation der Aufnahmen. Auch wird bei Beginn einer neuen Filmrolle ein Meßgitter zur Korrektur der optischen Verzerrungen eingeblendet (siehe 3.2.5).

Weitere Probleme verursachen das Streulicht der Spuren an den Kammerwänden sowie Überstrahlung in Gebieten hoher Spurdichte. Somit verbleibt auf dem Film ein je nach Teilchenzahl und Wartezeit unterschiedlicher, ortsabhängiger Untergrund. Trotz aller oben genannten Einschränkungen erlauben die so gewonnenen Bilder eine gute Meßbarkeit für Teilchenspuren.

3.2.2 Digitalisierung

Die Vermessung der Bilder erfolgt auf rein digital arbeitender Hardware, während die Datenspeicherung im Experiment auf analog arbeitendem Film beruht. Daher sind vor der Vermessung eines Ereignisses dessen Umwandlung in digitale Daten und deren Speicherung notwendig.

Dazu sind die Filmrollen auf einem Filmtransport mit verschiebbarer Filmbühne montiert. Unter Kontrolle eines Mikroprozessors kann jede der drei Aufnahmen eines Ereignisses von einer Video-Kamera oder von einer hochauflösenden Line-Scan-Kamera in CCD-Technik abgetastet werden. Die Video-Kamera dient der visuellen Beurteilung der Bildqualität. Die von einem Operateur vorzunehmende Auswahl soll nur Events mit technischen Mängeln ausschließen. Dazu zählen Events mit zu hohem Untergrund oder mit fehlenden Views oder Events, bei denen die Endpunkte im vorderen Kammerteil durch Spiralbahnen von Elektronen nicht meßbar sind.

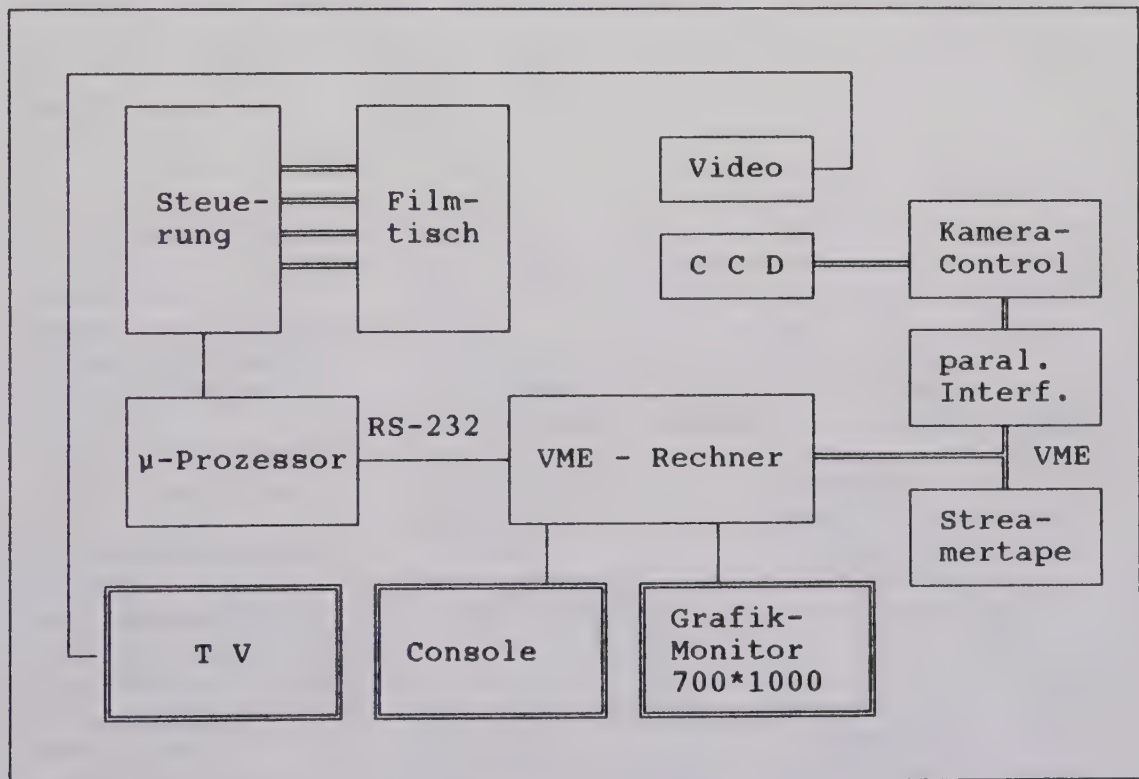


Abb. 3.2: Kamerasystem

Die Line-Scan-Kamera ist über einen eigenen Controller und ein Parallel-Interface an einen VME-Bus Rechner angeschlossen. Der Rechner ist, bis auf die Ausstattung des Speichers, mit einem der noch vorzustellenden Meßsysteme identisch. Die Bildspeicherung erfolgt auf Mag-

netbandkassetten mit je 60 MByte Speicherkapazität. Die Digitalisierung erfolgt zur Zeit mit 2048 mal 3072 bzw. mit 2048 mal 4096 Pixeln zu je 6 Bit. Diese Werte erreichen noch nicht die optische Auflösung des optischen Systems einschließlich Film (siehe spätere Vergleiche mit ERASME Daten in 3.3.3). Für zukünftige Auswertungen sind Verbesserungen an der Optik sowie an der Korrektur der CCD typischen Fehler (Unterschiede in der Empfindlichkeit zwischen den Pixeln sowie Schwankungen im Untergrund) beabsichtigt.

3.2.3 Meßsysteme

Die Meßsysteme sind eigenständige Rechner mit eigens entwickelten Bildspeichern. Dabei sind Konfigurationen mit einem Bildspeicher (1-View) und mit drei Bildspeichern (3-View) zu unterscheiden. In Frankfurt werden drei 1-View und ein 3-View Systeme zur Messung eingesetzt. Die Systeme erlauben den Meßbetrieb ohne externen Rechner (Off-line) oder Messungen in Verbindung mit einem solchen Rechner (On-line). Abbildung 3.3 gibt einen Überblick über die Systemkonfigurationen:

Komponente	1-View	3-View
Prozessor	Motorola 68.010	Motorola 68.010
Math.-Co-Prozessor	NEC	NEC
Hauptspeicher	2 MByte	2 MByte
Bildspeicher	8 MByte (1 * 2048 * 4096)	24 MByte (3 * 2048 * 4096)
Look-Up-Table	-nein-	-ja-
Schnittstellen	8 RS-232	8 RS-232
Bus	VME	VME
I/O-Controller	1 SCSI	1 SCSI
Platten	72 MByte	142 MByte
Bandkassette	60MB Streamer	60MB Streamer
Diskettenlaufwerke	2 * 800 kByte 5"	2 * 800 kByte 5"
Console (14")	Ampex-219 (VT100)	Ampex-219 (VT100)
Monitore (20")	1 Farb/SW (1 * 720 * 1024)	1 Farb und 2 SW (3 * 720 * 1024)
Rollkugel	Teldix	Teldix

Abb. 3.3: Systemkonfigurationen

Die 3-View-Systeme unterscheiden sich von den 1-View-Systemen nur durch die doppelte Plattenkapazität, den dreifachen Bildspeicher und die

Look-Up-Table. Letztere ist auch noch in der Lage, jeden der drei Monitore auf jeden der drei Bildspeicher umzuschalten. Weiterhin ist eine zu jedem System gehörige Rollkugel zu erwähnen. Die zur Zeit verwendeten Rollkugeln sind von einfacher Konstruktion und nicht luftgelagert. Der Anschluß erfolgt über eine RS-232 Schnittstelle.

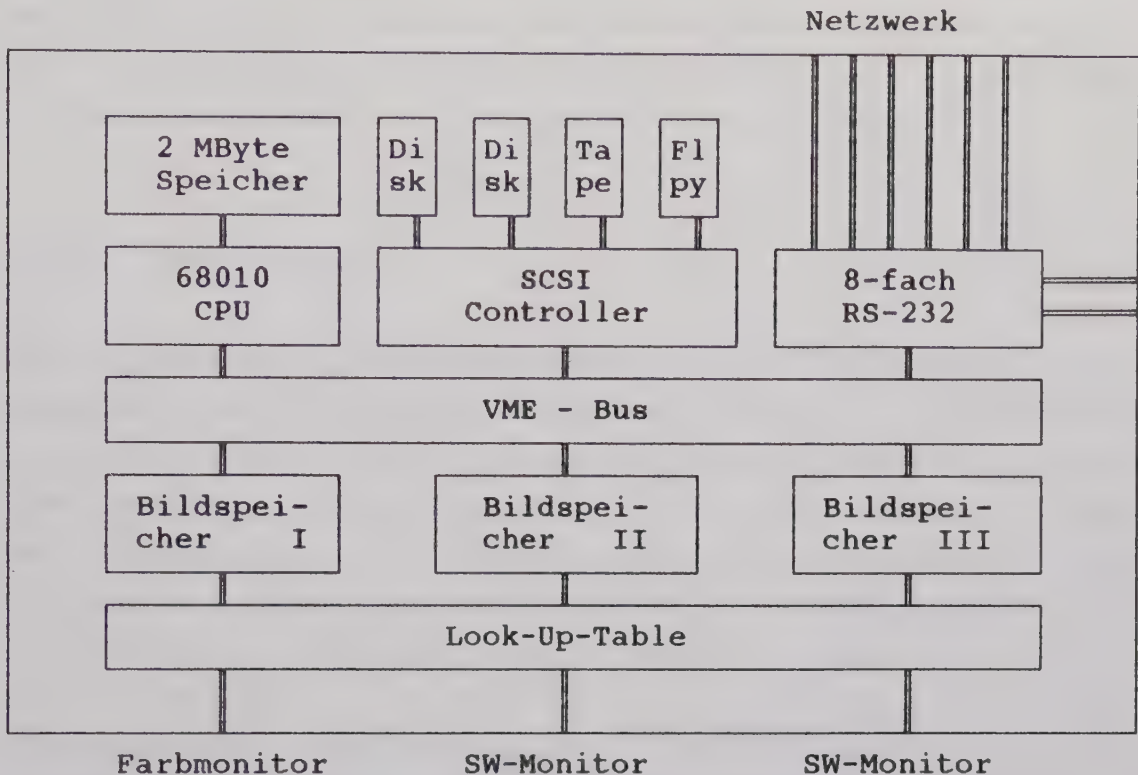


Abb. 3.4: Blockschalbild Meßsystem

Der Transport und die Lagerung der digitalisierten Bilder erfolgt auf 60 MByte Streamertape-Kassetten. Eine solche Kassette kann 2 bis 3 komplette Events aufnehmen. Das Laden eines Events dauert von einer solchen Kassette 12 Minuten. Wenn dabei Events übersprungen werden müssen, dauert dies jeweils weitere 8 Minuten. Den relativ langsamen Bandoperationen wird Rechnung getragen, indem auf einem 3-View-System bis zu 4 Events auf Platte gespeichert werden können. Die Zeit zum Laden eines Events von der Platte beträgt nur 2 Minuten.

In den 3-View-Systemen befinden sich jeweils 24 MByte Bildspeicher. Dieser ist in drei weitgehend unabhängige Bildkanäle zu je 2048 mal 4096 Bytes (1 Byte = 8 Bits) unterteilt. Die 1-View-Systeme enthalten nur jeweils 8 MByte Bildspeicher mit der gleichen Auflösung. Da das gespeicherte Bild größer als das auf dem Monitor sichtbare Teilbild ist, kann der sichtbare Bereich beliebig über den Speicher verschoben werden.

Dabei kann das Bild unabhängig in x- und y-Richtung 1, 2 oder 4-fach vergrößert werden.

Für die Struktur des Meßprogramms ist es wichtig zu verstehen, daß von den 8 Bits jedes Bildpunktes nur 6 Bits zur Speicherung der Helligkeitsinformation benutzt werden. Die verbleibenden 2 Bits werden bei den Systemen mit Farbmonitoren zu 3-farbigen Overlay-Darstellungen benutzt. Daraus ergeben sich vielseitige Möglichkeiten, um schon gemessene Spuren und besondere Eigenschaften hervorzuheben.

3.2.4 Meßprogramm

Bei der Entwicklung des Meßprogramms konnte auf Erfahrungen mit der ERASME-Software zurückgegriffen werden. Praktisch alle ERASME-Funktionen wie Spur-Editierung, Overlay-Darstellung, On-Line Betrieb oder Streamererkennung sind in der neu entwickelten Software enthalten. Durch Ausnutzung von entsprechenden Eigenschaften des verwendeten UNIX-Betriebssystems konnte die überwiegend in der Sprache "C" geschriebene Software modular und fehlertolerant aufgebaut werden.

Die Spurmessung am Bildschirm erfolgt durch Anfahren von Streamerzentren mit einem Fadenkreuz. Nachdem der Operateur die Position mit Hilfe einer Rollkugel eingestellt hat, werden die Koordinaten durch Drücken einer Taste an das Meßprogramm übergeben. Typischerweise werden so zwischen 10 und 40 Punkte pro Spur gemessen. Kommandos des Operateurs werden durch Drücken einer Taste auf der Tastatur des Consol-Bildschirms eingegeben. Auf der Console werden auch in Menüform Informationen und Anweisungen an den Operateur übermittelt.

Neu gegenüber ERASME ist die intensive Benutzung von Overlays. Bei den Farbsystemen werden zur besseren Orientierung und für Hervorhebungen drei Overlay-Farben verwendet. Auf den Schwarz-/Weißsystemen werden Schwarz und Weiß benutzt. Die Bilddarstellung erfolgt auf allen Systemen als Schwarz/Weiß-Negativ. Positiv- oder Falschfarbendarstellung ist auf den Farbsystemen möglich, wird aber von den Operateuren abgelehnt, da sie die Messungen nicht erleichtert.

Um alle Spuren eines Events ohne Doppelmessungen oder Auslassungen zu bearbeiten, wird eine Buchführung benötigt. Bei der Vermessung von Bil-

dern mit hoher Spurdichte und der daraus folgenden Vielzahl von Kreuzungen ist der Operateur nicht mehr in der Lage, dies im Gedächtnis vorzunehmen. Daher unterstützt das Meßprogramm die folgenden Funktionen:

- o *Spuren in der Overlay-Darstellung*

Die hier beschriebenen Meßsysteme bieten von der Hardware her die Möglichkeit, beliebig wieder löschbare Linien und Symbole in das Bild einzublenden. Dies wird benutzt, um die gerade gemessenen Spurpunkte sowie wahlweise die schon gemessenen Spuren darzustellen. Die Menge der darstellbaren Spuren ist im Gegensatz zu früheren Systemen nicht begrenzt (ERASME verfügte nur über eine Möglichkeit zur Darstellung von etwa 20 Spuren). Da die Hardware in der Lage ist, Kreisbögen zu zeichnen, erfolgt der Aufbau des Overlays sehr schnell (etwa 50 Spuren pro Sekunde). Dies kann, wie noch beschrieben wird, für eine Reihe weiterer Darstellungsmöglichkeiten genutzt werden.

- o *Auffinden von Spuren und Vermeidung von Doppelmessungen*

Durch die Physiologie des menschlichen Gesichtssinns kann der Operateur im Overlay markierte Spuren weitgehend aus seiner Wahrnehmung ausblenden und wird damit in die Lage versetzt, noch nicht vermessene Spuren leichter aufzufinden. Doppelmessungen von Spuren, die eine Auswertung behindern könnten, kommen praktisch nicht vor, da die technische Art der Darstellung (XOR-Mode) dabei sehr auffallende Interferenzmuster ergeben würde.

- o *Benutzung von Symbolen*

Im unten abgebildeten Ausschnitt aus einem in Messung befindlichen View sind die Punkte einer Spur, die gerade vermessen wird, (Sternchen), vier fertige Spuren (Linien), eine Markierung (Quadrat) und das Fadenkreuz zu sehen. Die Markierungen sind vom Operateur als Gedächtnisstütze frei zu vergeben und zu löschen:

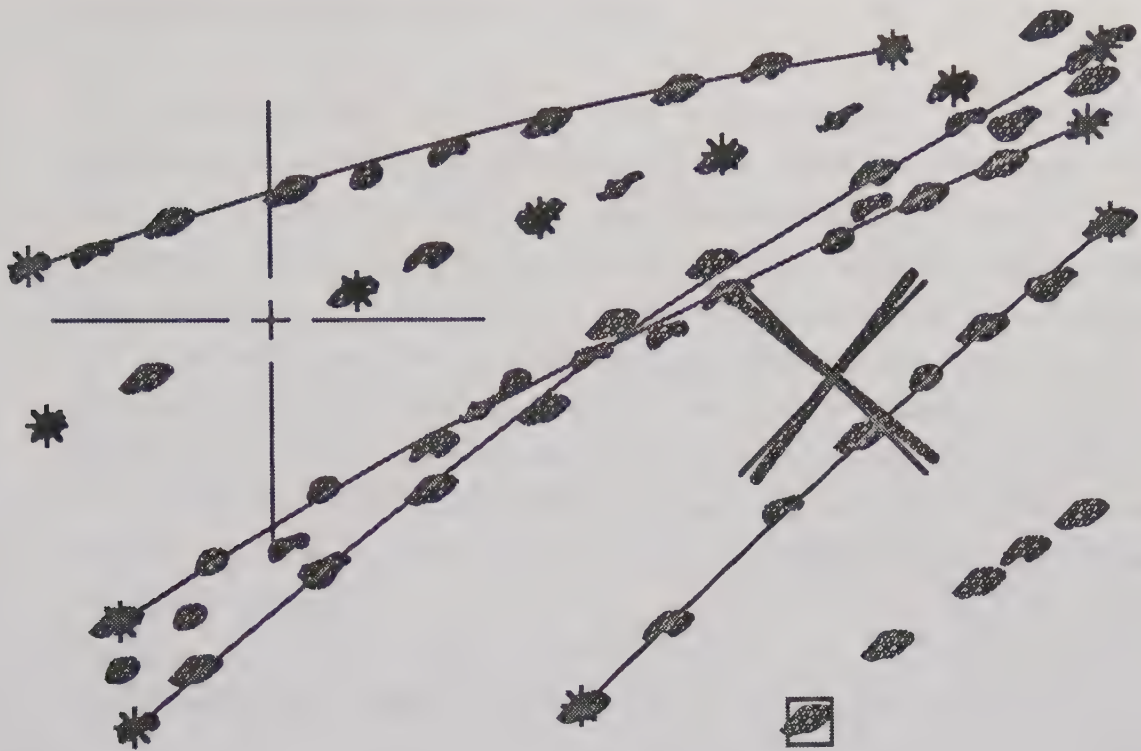


Abb. 3.5: Ausschnitt aus einem Overlay

Neben der Unterstützung von Overlays werden komplexere Funktionen zur Datenverwaltung unterstützt, um den Operateur in die Lage zu versetzen, schnell und fehlerarm zu arbeiten:

- o *Spurvermessung*

Spuren werden im Normalfall vom Endpunkt an der Kammerwand in Richtung zum Vertex vermessen. Um den Operateur zu entlasten, berechnet das Meßprogramm nach mindestens vier gemessenen Punkten die voraussichtliche Lage des nächsten Punktes. Dabei werden für bis zu acht vorausgehende Punkte die Hypothesen für eine Gerade durch den Vertex, Gerade ohne Vertex, Kreis durch Vertex und Kreis ohne Vertex einem χ^2 -Test unterzogen. Die wahrscheinlichste Hypothese wird zur Berechnung der Koordinaten des voraussichtlich nächsten Punktes verwendet. Dessen Koordinaten werden als neue Fadenkreuzposition übernommen. Wenn das χ^2 einen vorgegebenen Wert nicht unterschreitet, wird eine Warnung an den Operateur ausgegeben und die Voraussage wird nicht ausgeführt.

o *Automatische Streamerererkennung*

Auf Kommando des Operators oder nach der oben beschriebenen Berechnung eines voraussichtlichen Punktes beginnt das Programm entlang der Tangente an die Spur nach einem Streamer zu suchen. Der verwendete Streamerdetektor liest ein quadratisches Feld aus dem Bildspeicher (z.B. 7 mal 7 Pixel entsprechend der aktuellen Streamergröße) und histogrammiert die Helligkeitswerte entlang der Kanten. Wenn sich in beiden Histogrammen Maxima befinden, wird ein Maß für die Streamerqualität aus dem Helligkeits- zu Untergrundverhältnis und der Entfernung des Streamerzentrums von der Tangente berechnet. Aus fünf Versuchen wird nur der Streamer mit dem besten Qualitätsmaß berücksichtigt.

o *Editieren der Spuren*

Der Meßvorgang und die anschließende Auswertung (siehe 3.3) führen zu einem Datenbestand, der vom Operator erweitert und verändert werden kann. Dem liegt folgende Daten-Hierarchie zugrunde:

Auf der *Eventbasis* kann die Event-Nummer oder die Zuordnung der Views verändert werden. Die aktuelle View wird durch Tastendruck ausgewählt. In einer View können Markierungen, Fiducials oder Spuren gemessen, gelöscht oder verändert werden. Spuren können nach Label, nach ihrer räumlichen Reihenfolge oder über das Fadenkreuz ausgewählt werden. Innerhalb der *Spuren* können Punkte gemessen, gelöscht und verschoben werden. Punkte können nach ihrer räumlichen Ordnung oder über das Fadenkreuz ausgewählt werden. Zu jeder Spur gehören Merkmale, die vom Operator gesetzt werden können: Label, Typ oder Endpunktcodes.

o *Predictions*

Für jede Spur in View 3 können aus dem Endpunkt zwei Extremlagen für die Projektion dieser Spur in View 1 und View 2 berechnet werden (siehe 3.1.3). Die zwei Projektionen werden Predictions genannt. Vom Meßprogramm werden die Predictions einer in View 3 ausgewählten Spur bei Bedarf im Overlay der Views 1 und 2 dargestellt. Wenn der Endpunkt der Ausgangsspur meßbar war, liegt die zugehörige Projektion in View 1 bzw. View 2 zwischen den beiden Predictions (Extremlagen).

Die gesuchte Spur muß nahezu deckungsgleich mit den parallel verschobenen Predictions sein.

Mit Hilfe der Predictions kann die Zuordnung schon gemessener Spuren vorgenommen werden und können vorhandene Zuordnungen überprüft werden. Die Zuordnungen erfolgen über Labels, deren automatische Vergabe vom Programm unterstützt wird. Die manuelle Zuordnung von Spuren ist somit wenig zeitaufwendig (100 Spuren pro Stunde).

- o *Auswahl der Darstellung nach Eigenschaften*

Durch Farbunterschiede in der Overlay-Darstellung können Spuren mit bestimmten Eigenschaften hervorgehoben werden. Wählbare Eigenschaften sind Spurnummern, Label, Spurtyp oder Endpunkt-Codes. Dabei kann ein bestimmter Wert, das Vorhandensein oder das Nichtvorhandensein einer Eigenschaft ausgewählt werden. Außer der Farbdarstellung können ausgewählte Spuren im dem Overlay unterdrückt oder exklusiv dargestellt werden. Dies wird benutzt, um nicht gelabelte Spuren aufzufinden (siehe 3.3.1).

- o *Vergrößerungen und Verzerrungen*

Da der Bildspeicher größer als das Anzeigefeld des Bildschirms ist, sind die Views normalerweise um einen Faktor vier vergrößert. Möglich sind außerdem die Vergrößerungsfaktoren acht und sechzehn. Die Vergrößerung ist vom Operateur umschaltbar (Zoom). Dabei sind auch in x- und y-Richtung unterschiedliche Faktoren möglich. Dies erleichtert das Vermessen der sogenannten Wrong-Side-Spuren, die auf weiten Strecken im zentralen Bereich um den Strahl verlaufen (siehe Kapitel 4.2.1).

- o *Hilfsfunktionen zur Verwaltung*

Neben Menüs zum Laden der Bilder von Bandkassetten oder von der Festplatte werden Menüs zur Verwaltung der Meßdaten angeboten. So steht eine lokale Fiducialtransformation (siehe 3.2.5) zur Verfügung. Diese wird zur Abbildung auf ein neues Fiducialsystem eingesetzt, wenn das ursprünglich vermessene Event neu digitalisiert werden mußte oder wenn auf anderen Systemen gemessene Daten (z.B. ERASME) bearbeitet werden sollen.

3.2.5 HYDRA-Geometrie

Um aus den Meßdaten Spuren im Raum zu rekonstruieren wird als weiteres technisches Hilfsmittel ein Geometrieprogramm benötigt. Die GEOMETRIE ist in ihrer hier benutzten Form aus der für Blasenkamern entwickelten HYDRA-Software des CERN entstanden. Die HYDRA-Geometrie besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, dem Systemteil und dem darauf aufgebauten Anwendungsteil. Letzterer wurde aus vorhandenen Programmen für die Experimente UA5 und NA5 zusammengestellt.

HYDRA-Datenverwaltung (Systemteil):

- o *Speicherverwaltung*
- o *Prozessor-Konzept*
- o *I/O-System*

GEOMETRIE-Prozessoren (Anwendungsteil):

- o *Fiducialtransformation*
- o *Endpunktberechnung*
- o *Spur-Fit*
- o *Vertex-Fit*
- o *Predictions*

Im Systemteil betreibt HYDRA die in FORTRAN-Programmen ansonsten schwer zu lösende Aufgabe, verkettete Listen beliebiger Länge aus Einträgen beliebigen Typs zu verwalten. Im folgenden Beispiel gehören zu einem Vertex eine beliebige Zahl von Spuren, die ihrerseits wieder eine beliebige Zahl von Meßpunkten haben können:

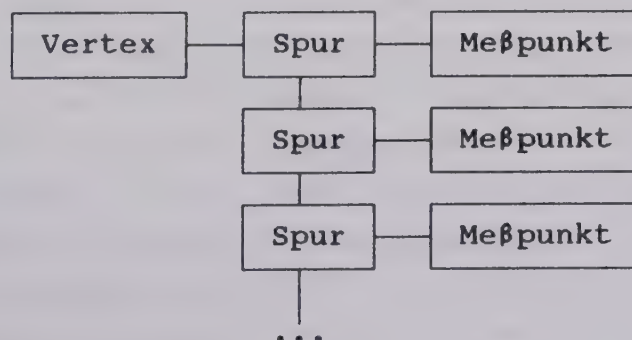


Abb. 3.6: HYDRA Datenstruktur

- o *Speicherverwaltung*

HYDRA ermöglicht die Verwaltung von Listenstrukturen durch Operationen wie Einfügen, Kopieren oder Löschen. Dabei wird der verfügbare Speicher des Rechners ohne Zutun des Programmierers stets optimal verwaltet. Dies ist für Programme, die mit großen Datenmengen umgehen müssen, wesentlich.

- o *Prozessorkonzept*

Mit der HYDRA ist das Konzept der HYDRA-Prozessoren (Unterprogramme mit speziellen Konventionen zur Parameterübergabe aus HYDRA-Datenstrukturen) zur Manipulation des Datenbestandes verbunden. Viele der im Folgenden erwähnten Funktionen sind der HYDRA-Geometriebibliothek des CERN entnommen.

- o *I/O-System*

Weitere Teilfunktionen der HYDRA erlauben das Speichern und Lesen von HYDRA-Datenstrukturen auf Plattenspeicher und der Austausch mit anderen Rechnern über maschinenunabhängige Datenformate.

Im letzten Teil dieses Abschnittes sollen die verwendeten GEOMETRIE-Prozessoren kurz beschrieben werden:

- o *Fiducialtransformation*

Um Schwankungen in der Filmpositionierung und des Abbildungsmaßstabes (z.B. durch Streckung des Films) korrigieren zu können, sind in der Streamerkammer Referenzmarken angebracht. Zur Zeit gibt es sechs dieser Fiducial genannten Marken. Die Fiducials sind auf dem Filmbild sichtbar und werden vom Operateur für jedes Ereignis und jede View vermessen. Da die Positionen der Marken und der Kameras im Raum genau bekannt sind, kann die Fiducialtransformation jeweils den Abbildungsmaßstab, die Verschiebung des Films (Translation) und die Justierung der Filmebene (Rotation) berechnen. Alle gemessenen Koordinaten werden vor der weiteren Verarbeitung dieser Transformation unterworfen.

Die schon erwähnten Bildverzeichnungen durch die magnetischen

Bildverstärker (bis zu 10% der linearen Abmessungen), aber auch die wesentlich kleineren Verzeichnungen der Optik müssen ebenfalls aus allen Koordinaten herausgerechnet werden. Dazu werden die am Anfang jeder Filmrolle eingeblendeten Gittermuster vermessen. Wiederum sind die Positionen der Linien des Gitters bekannt und werden dazu benutzt, drei Tabellen mit Koeffizienten für eine lokal lineare Interpolation der Verschiebung in den Ebenen aufzubauen. Anhand dieser Tabellen werden die aus den Transformationen des vorigen Absatzes kommenden Koordinaten von den Bildverzerrungen befreit.

- o *Endpunkte*

Zur Bestimmung der Position der Endpunkte im Raum wird das Verfahren korrespondierender Punkte benutzt.

- o *Spur-Fit*

Aus den Lichtstrahlen werden, wie in 3.1.2 beschrieben, "pseudo"-korrespondierende Punkte im Raum errechnet. Durch diese Punkte werden Spuren im Raum gefittet. Schlecht passende Punkte werden ausgelassen und eventuell kann eine Spur auch aus nur zwei Views rekonstruiert werden. Wichtig für die Beurteilung ist die Berechnung der Meßgenauigkeit durch die Fehlerquadrante (RMS) der Rückprojektionen. Für jede Spur werden zwei Fits berechnet. Im ersten Fall wird der Vertex als Spurpunkt angenommen, im zweiten Fall nicht.

- o *Vertex-Fit*

Unter der Annahme, daß die Mehrzahl der gemessenen Spuren aus dem Vertex kommt, kann die Position des Vertex mit einer zunehmenden Anzahl von gemessenen Spuren immer genauer bestimmt werden.

- o *Predictions*

In Abschnitt 3.1.3 wurde die Doppeldeutigkeit der aus dem Endpunkt gewonnenen Annahme über die Lage der Spur im Raum behandelt. Um Herauszufinden, welches die korrekte Lösung ist, bedient man sich der Möglichkeit, für beide in Frage kommenden Lösungen Projektionen auf die beiden anderen Views zu berechnen. Bei genau auf der Wand liegendem Endpunkt liegt jeweils eine der beiden Projektionen genau auf

dem jeweiligen Bild der Spur. Die Predictions spielen für das im nächsten Abschnitt behandelte Meßverfahren eine entscheidende Rolle.

Die für diese Arbeit vorgenommenen Auswertungen wurden mit der oben beschriebenen Software auf einem μ -VAX Rechner durchgeführt.

3.3 Meßverfahren

Aus der verfügbaren Hardware und den Programmen ergibt sich ein für das jeweilige Meßsystem besonders geeignetes Meßverfahren. In den nächsten Abschnitten werden das Frankfurter- und das ERASME-Verfahren zunächst geschildert und dann verglichen.

3.3.1 Das Frankfurter Meßverfahren

Während der Operateur die Spuren in den einzelnen Views unabhängig voneinander mit der lokalen Intelligenz des Meßsystems vermessen kann, benötigt er zur automatischen Zuordnung und zur Überprüfung der Messung die Hilfe eines Geometrieprogramms (siehe 3.2.5).

Leider ist die Rechenleistung der Meßsysteme nicht ausreichend, um Spurfits und die Predictions innerhalb von weniger als 10 Sekunden zu berechnen. Eine längere Wartezeit ist dem Operateur aber nicht zuzumuten. Daher müssen die entsprechenden Rechnungen entweder auf einem externen Rechner (On-Line) ausgeführt werden, oder es wird, wie hier beschrieben, ein dreistufiges Verfahren mit Off-Line Verarbeitung gewählt. Dabei folgt auf eine Messung und den Transfer der Daten zu einem anderen Rechner jeweils eine Auswertung durch Geometrieprogramme (hier Rekonstruktion genannt). Zweimal werden die Daten wieder an ein Meßsystem geschickt und erneut vom Operateur bearbeitet:

o *Erstmessung*

Auf einem von drei vorhandenen 1-View-Systemen werden die Views eines Events unabhängig vermessen. Die Messungen werden zur ersten Rekonstruktion geschickt. Spuren mit weniger als 6 Punkten, wie sie nach Meßanweisung nur im zentralen Bereich um die Strahlachse vorkommen, werden dabei zunächst nicht mitbehandelt.

Mit Hilfe des in 3.1.3 beschriebenen kombinatorischen Verfahrens können auf Anhieb jeweils etwa 65% der in drei Views gemessenen Spuren einander zugeordnet und dann rekonstruiert werden. Für die Spuren in View 3 werden Predictions auf View 1 und 2 berechnet. Die rekonstruierten Spuren, die nicht rekonstruierten Spuren und die Predictions werden an ein Meßsystem zurückgeschickt.

o *Erste Nachmessung*

Der Operateur unterdrückt die Darstellung der rekonstruierten Spuren im Overlay. Damit hat er die Möglichkeit, die nicht rekonstruierten Spuren schnell aufzufinden. Nun wird Spur für Spur, unabhängig für jeden View, auf erkennbare Meßfehler (Knicke, schlechte Messungen und ungenaue Endpunkte) geprüft und gegebenenfalls korrigiert. Die verbesserten Messungen werden zur zweiten Rekonstruktion geschickt.

Bei diesem Stand der Verarbeitung ist die Ausbeute der rekonstruierten Spuren außerhalb des zentralen Bereichs gewöhnlich auf 80% gestiegen. Ursache für immer noch nicht rekonstruierte Spuren sind nun fehlende Messungen, schlechte Endpunkte und bis zu 5% falsche Zuordnungen.

o *Zweite Nachmessung*

Auf einem 3-View System prüft der Operateur nun mit Hilfe der Predictions Spur für Spur die Zuordnungen. Bei nicht erfolgter oder falscher Zuordnung wird die Zuordnung manuell vorgenommen. Wenn Spuren nicht rekonstruiert wurden, weil die Messung in einer der Views fehlte, wird nachgemessen. Nach Möglichkeit werden jetzt auch alle Spuren im zentralen Bereich zugeordnet. Am Ende dieser Prozedur sind über 95% der gemessenen Spuren zugeordnet.

Der für die gesamte Messung nötige Zeitbedarf schlüsselt sich wie folgt auf:

Zeitbedarf	Operateurzeit	Rechenzeit
Erstmessung	8 Stunden	1 Stunde
Erste Nachmessung	4 Stunden	1 Stunde
Zweite Nachmessung	2 Stunden	1 Stunde
Summe	14 Stunden	3 Stunden

Tabelle 3.1: Meßzeiten für $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Ereignisse

3.3.2 Das ERASME Meßverfahren

Da die ERASME-Systeme NA35 nur noch kurze Zeit zur Verfügung gestanden haben, wurden nur die Spuren negativ geladener Teilchen vermessen. Außerdem blieb ein Bereich im Winkel von 3° links und rechts der Strahlachse von der Messung ausgespart. Diese Maßnahmen haben der Beschleunigung der Messungen gedient, beschränken aber die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den Frankfurter Daten.

Beim ERASME-Verfahren werden Spuren vom Operateur nur in View 3 gemessen. Die räumliche Lage der Spur wird durch Verschieben der Prediction in einem anderen View bis zur Deckung mit einer passenden Spur festgelegt. Durch die Messung in View 3 und die Verschiebung in View 1 oder View 2 ist die Spur im Raum festgelegt. In der verbleibenden View kann die Richtigkeit der Zuordnung überprüft werden, gegebenenfalls muß der Vorgang mit einer anderen Spur wiederholt werden.

3.3.3 Vergleich der Meßverfahren

Am ERASME-Verfahren ist nachteilig, daß keine unabhängigen Messungen in den drei Views vorliegen. Daher sind die Fehlerangaben des Geometrieprogramms, die auf drei unabhängigen Messungen mit normalverteilten Fehlern beruhen, nicht aussagekräftig. Auch ist die Gefahr von Fehlmessungen größer, denn jede einmal in View 3 gemessene Spur konnte ohne Kontrolle durch das Geometrieprogramm auf eine beliebige (falsche) Position in der Projektion geschoben werden.

Der Vorteil des Frankfurter Verfahrens liegt in der Sicherung gegen Fehler des Operators, wenn eine akzeptierte Spur in allen drei Views mindestens sechs gefittete Punkte enthält. Zudem ermöglicht die Overlay-Darstellung eine Kontrolle auf vergessene Spuren und damit eine höhere Effizienz, wobei gleichzeitig Doppelmessungen verhindert werden. Nachteilig sind der höhere Zeitbedarf und die hardwarebedingte geringere Auflösung.

Die folgende Tabelle zeigt einen Vergleich der von ERASME und Frankfurt erreichten Meßgenauigkeit. Die Meßgenauigkeit wird durch den Mittelwert aus den Abweichungen der Meßpunkte von den auf den Film zurückprojizierten, rekonstruierten Spuren definiert (RMS). Um die Verfahren besser vergleichen zu können, wurde das ERASME Verfahren mit Frankfurter Meßdaten simuliert, was zu den als Simulation bezeichneten, erwartungsgemäß kleineren Fehlern führt:

Meßfehler	CERN ERASME	Frankfurt
Mittelwert	17 Mikron	23 Mikron
Simulation	-	20 Mikron

Tabelle 3.2: Meßgenauigkeiten (RMS bei Rückprojektion auf Film)

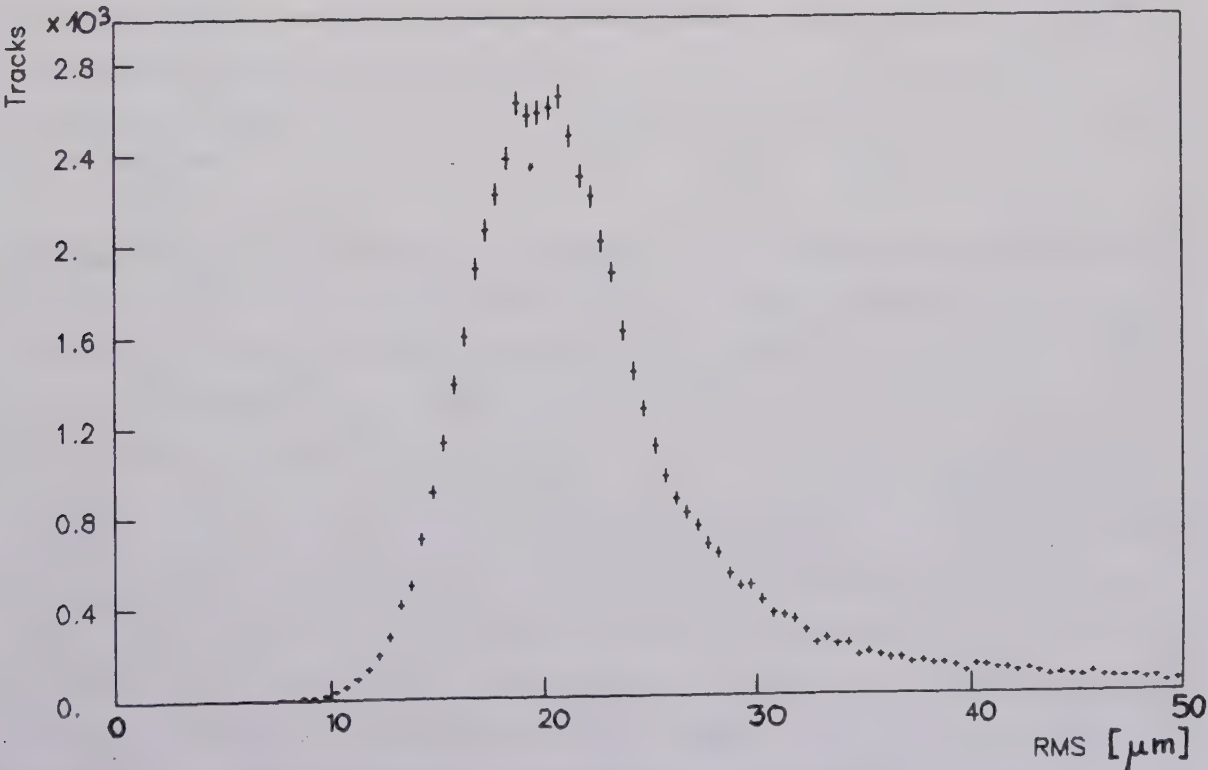


Abb. 3.7: Verteilung der Meßfehler (Frankfurt)

4. Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen

Die Streamerkammer ist kein idealer Detektor, denn aus der Kammergeometrie und aus dem Meßvorgang ergeben sich Verluste beim Messen und bei der Rekonstruktion von Teilchenspuren. Zur Kompensation dieser Verluste sind vor der physikalischen Interpretation Korrekturen vorzunehmen. Die Beschreibung der Verluste und die Methoden zur Bestimmung von Korrekturparametern sind der ausschließliche Gegenstand dieses Kapitels.

Hierfür sowie für die Darstellung der Ergebnisse im folgenden Kapitel wird eine Reihe von Definitionen benötigt, die im ersten Abschnitt gegeben werden. Der zweite Abschnitt wird sich mit der Reaktionskinetik und der Wirkung des Magnetfeldes der Streamerkammer beschäftigen. Darauf folgt eine Zusammenstellung der einzelnen Ursachen der Verluste. Die drei letzten Abschnitte sind der Bestimmung von Korrekturparametern sowie der Überprüfung der Korrekturmethoden gewidmet.

Wenn im Folgenden von der *Korrektur von Verlusten* gesprochen wird, ist damit immer die Bestimmung von Parametern gemeint, die Spektren möglicher Observable auf die Inhalte der Spektren idealer, d.h. verlustfreier Messungen normieren. Die Normierung erfolgt über ein Gewicht ≥ 1 , das jeder rekonstruierten und zur Auswertung akzeptierten Spur zugeordnet wird.

Die nachfolgend dargestellten, für diese Arbeit entwickelten Korrekturmethoden haben für die in Kapitel 5 diskutierten Spektren erhebliche Bedeutung: Die Wichtungs-Methode zur Ausnutzung der *azimutalen Symmetrie* (siehe 4.3.1) ermöglicht für Transversalimpuls-Verteilungen eine bessere Statistik als die herkömmliche Cut-Methode. Für "Protonen"-Spektren hingegen erweitert die beim (symmetrischen) Stoßsystem $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ einsetzbare zusätzliche Korrektur auf *Vorwärts-Rückwärtssymmetrie* (siehe 4.3.2) den Akzeptanzbereich. Da die Gewichtungsfaktoren der Korrekturen für Pionen-Spektren bis zu 2, und bei den "Protonen" sogar bis zu 10 (Rapidität > 4) erreichen, wurden die Ergebnisse besonders sorgfältig überprüft (siehe 4.5). Je nach Teilchenart gibt es obere Grenzen der akzeptablen Rapiditätsbereiche.

4.1 Definitionen

Die Beschreibung der Messung und der Rekonstruktion erfolgen im von der Streamerkammer bestimmten Laborsystem, die physikalische Auswertung benutzt das von Target und Projektil definierte Schwerpunktsystem.

4.1.1 Maßsystem Streamerkammer

Im Maßsystem der Streamerkammer stehen zur späteren physikalischen Analyse der Anfangs- und der Endpunkt, der Laborimpuls und die Emissionwinkel jeder Spur sowie die Vertexposition zur Verfügung:

o *Koordinatensystem der Kammer*

Im Zentrum der Kammer befindet sich der Nullpunkt des rechtshändigen Koordinatensystems. Die x-Achse verläuft in Strahlrichtung. Die z-Achse zeigt nach oben (Abb. 4.1). Die xy-Ebene für $z = 0$ wird im Folgenden *Kammerebene* genannt.

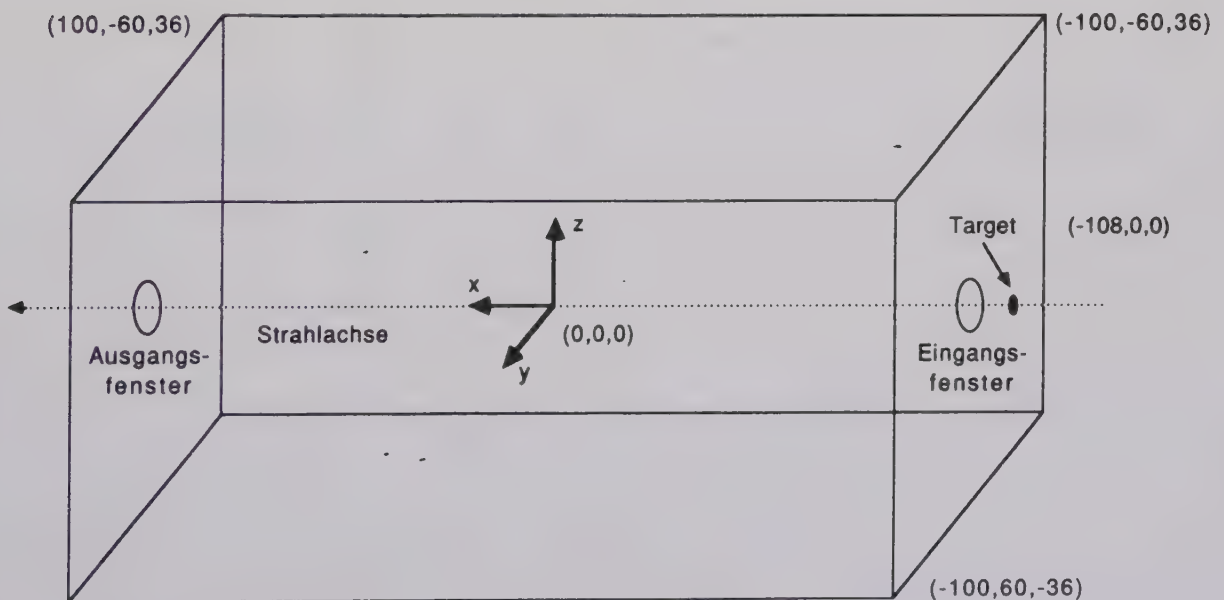


Abb. 4.1: Koordinatensystem der Streamerkammer

o *Vertexposition*

Der Vertex ist der aus den Teilchenspuren rekonstruierte Wechselwirkungspunkt. Aus der Vertexposition und der rekonstruierten Spur

wird auch der minimale Abstand der Spur zum Vertex berechnet. Dieser Abstand wird zur Ausschließung von Spuren, die nicht vom Vertex kommen, Zerfällen von Sekundärteilchen und von Spuren, die zu kurz gemessen wurden, benutzt. Für die Daten mit ^{16}O und ^{32}S Projektilen ist der Mittelwert für die Vertexposition $(-108,0,0)$.

o Emissionswinkel

Die Winkel sind relativ zur Strahlachse definiert. θ ist der Winkel zwischen Strahl und emittiertem Teilchen. λ ist die Projektion von θ auf die xz -Ebene. ψ ist der Drehwinkel um die Strahlachse. Vom Target in Strahlrichtung gesehen, befindet sich der Nullpunkt bei 9 Uhr. Eine in der Mittelebene liegende Spur hat demnach ein ψ von 0° bzw. 180° (Abb. 4.2).

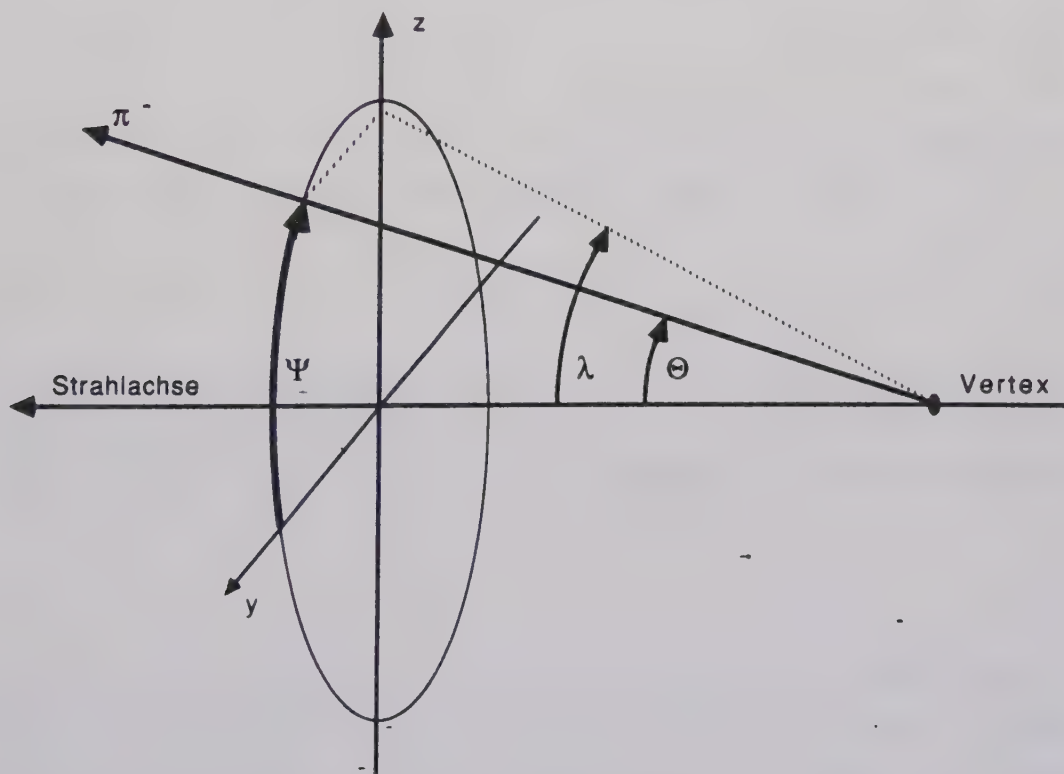


Abb. 4.2: Definition der Emissionswinkel

o Laborimpuls

Geladene Teilchen werden im Feld des Vertexmagneten auf eine Spiralbahn gezwungen. Da bis auf seltene Alphas alle Teilchen die Ladung ± 1 haben, ist es im Laborsystem möglich, den Impuls des Teilchens zu bestimmen. Für den Radius der Teilchenbahn im homogenen Feld gilt:

$$R = \frac{p \cdot \cos \lambda}{0.29979 \cdot B \cdot q} \quad [\text{m, GeV/c, Tesla}]$$

Der Bahnradius und damit die Ladung sind positiv, wenn das geladene Teilchen, in Strahlrichtung gesehen, nach links ausgelenkt wird.

4.1.2 Physikalisches Schwerpunktsystem

Das Schwerpunktsystem bewegt sich in Richtung des Strahls, daher werden die Teilchen im Laborsystem bevorzugt in einen engen Kegel um den Strahl emittiert. Pionen mit Emissionswinkeln von mehr als 5° gehören, im Schwerpunktsystem betrachtet, zur Rückwärtshemisphäre.

Wenn Spektren unterschiedlicher Projektile und Targets bei verschiedenen Strahlenergien verglichen werden sollen, sind Darstellungen im Laborsystem nicht sinnvoll. Statt dessen wird für die Darstellung des Longitudinalimpulses die Größe Rapidity definiert. Nur der Transversalimpuls ist in Schwerpunkt- und Laborsystem gleich:

o Rapidity

Die Streamerkammer mißt nur den Laborimpuls, zur Bestimmung der Rapidity und auch des Longitudinalimpulses im Schwerpunktsystem muß eine Teilchenmasse gewählt werden. Mit der Definition der Rapidity durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_x}{E - p_x} \right)$$

erhält man ein Maß, in dem sich die longitudinale Impulskomponente p_x so auftragen läßt, daß die Form der Verteilung lorentzinvariant ist. Die Energie des Teilchens hängt von seiner Masse ab: für negative Teilchen wird zur Berechnung der Rapidity die Masse des π^- angenommen, da diese bei den vorliegenden Energien bis zu 90% der Teilchenspuren ausmachen.

o Transversalimpuls

Der Transversalimpuls wird nicht von der Transformation ins Laborsystem berührt. Daher ist diese Größe wie die Rapidity zum Vergleichen von Spektren geeignet:

$$| p_T | = \text{sqrt}(p_x^2 + p_y^2)$$

4.2 Effizienz der Streamerkammer

Die begrenzte Erkennbarkeit der Spuren in Regionen hoher Dichte, geometrische Faktoren und Probleme der Rekonstruktion im Raum bedingen Verluste beim Nachweis von Spuren. Um die im übernächsten Abschnitt behandelten Ursachen der Verluste besser verstehen zu können, werden im folgenden Abschnitt zunächst die Auswirkungen der Reaktionskinetik und des Magnetfeldes auf die Verteilung der Spuren in der Kammer beschrieben.

4.2.1 Reaktionskinetik und Magnetfeld

Der Emissionswinkel relativ zur Strahlachse θ ist stark mit der Rapidität korreliert. Teilchen mit hohem y werden praktisch nur in Vorwärtsrichtung emittiert, wie aus der Abbildung 4.3 zur sehen ist. Die $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ 200 GeV/Nukleon Daten dieser Abbildung sind nach den in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren korrigiert.

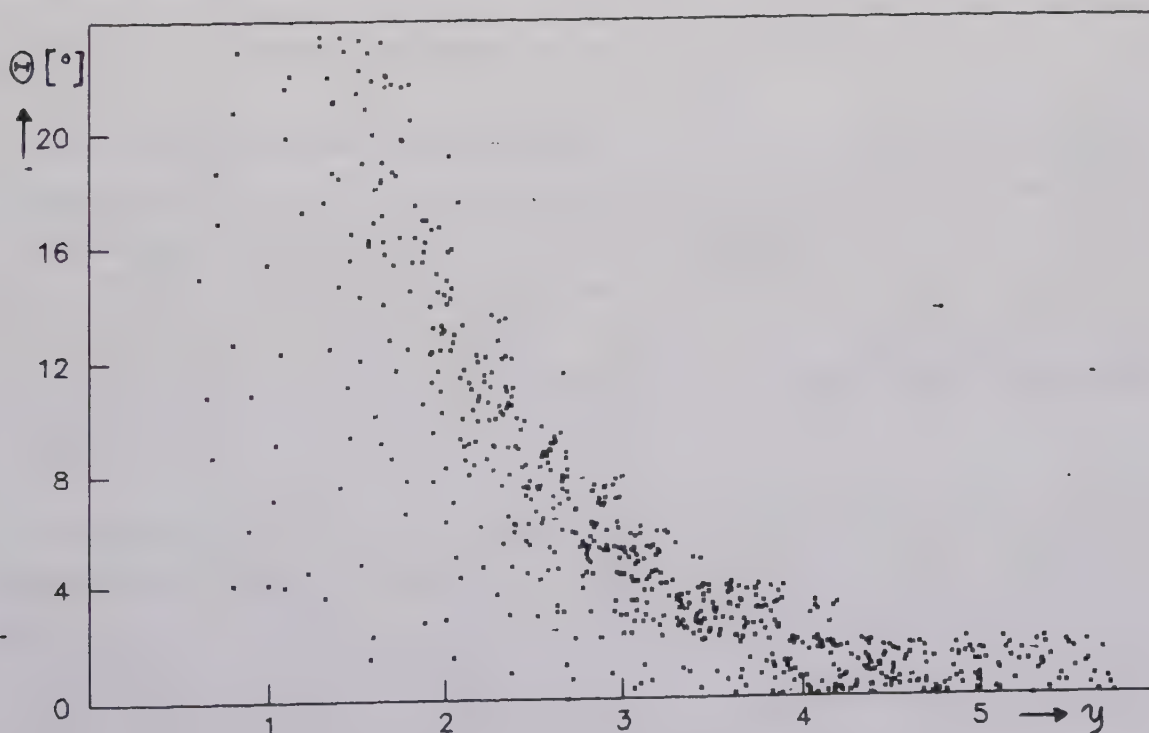


Abb. 4.3: Abhängigkeit der Rapidität vom Emissionswinkel θ

Innerhalb des zentralen Bereiches von 4° um die Strahlachse liegen 50% der Spuren. Aus den gleichen Daten wie oben ist in Abb. 4.4 die

gemessene Endpunktdichte in der Streamerkammer in Abhängigkeit von der y -Koordinate dargestellt. Obwohl die tatsächliche Spurdichte zur Strahlachse hin noch zunimmt (vergl. Abb. 2.4), fällt die Zahl der gemessenen Spurendpunkte für $y \rightarrow 0$ steil ab.

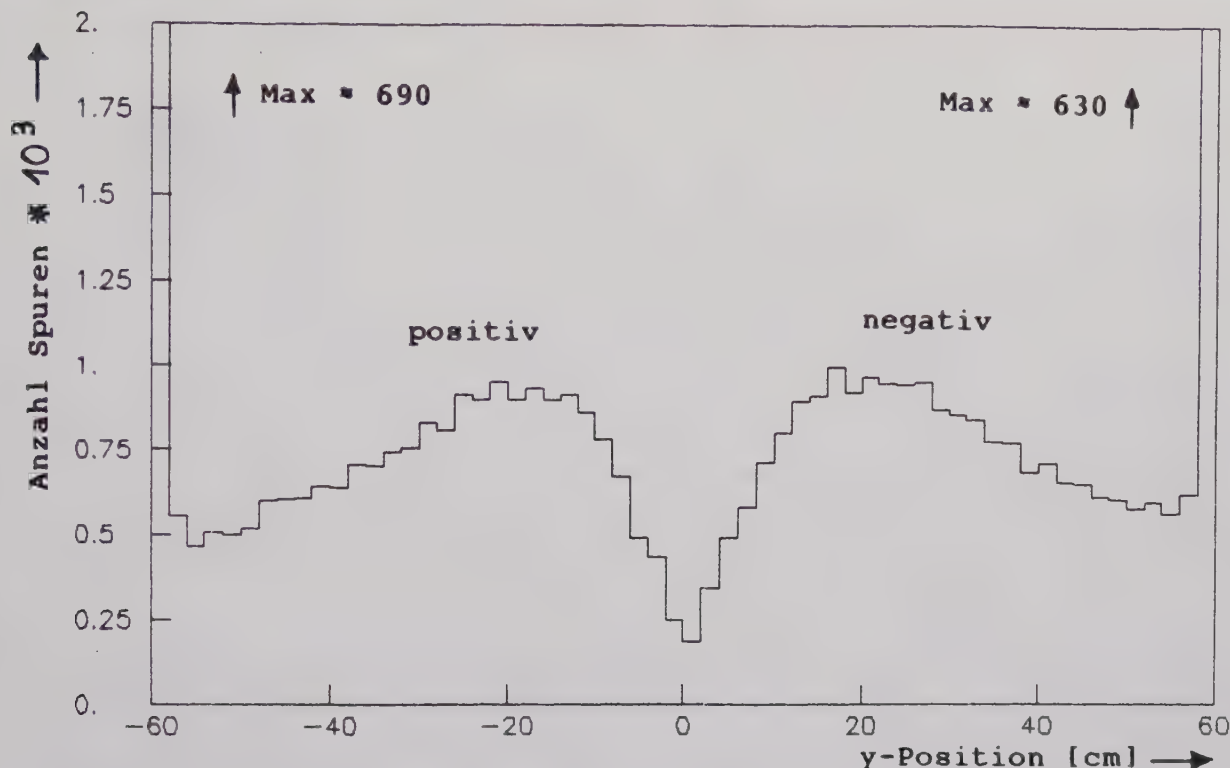
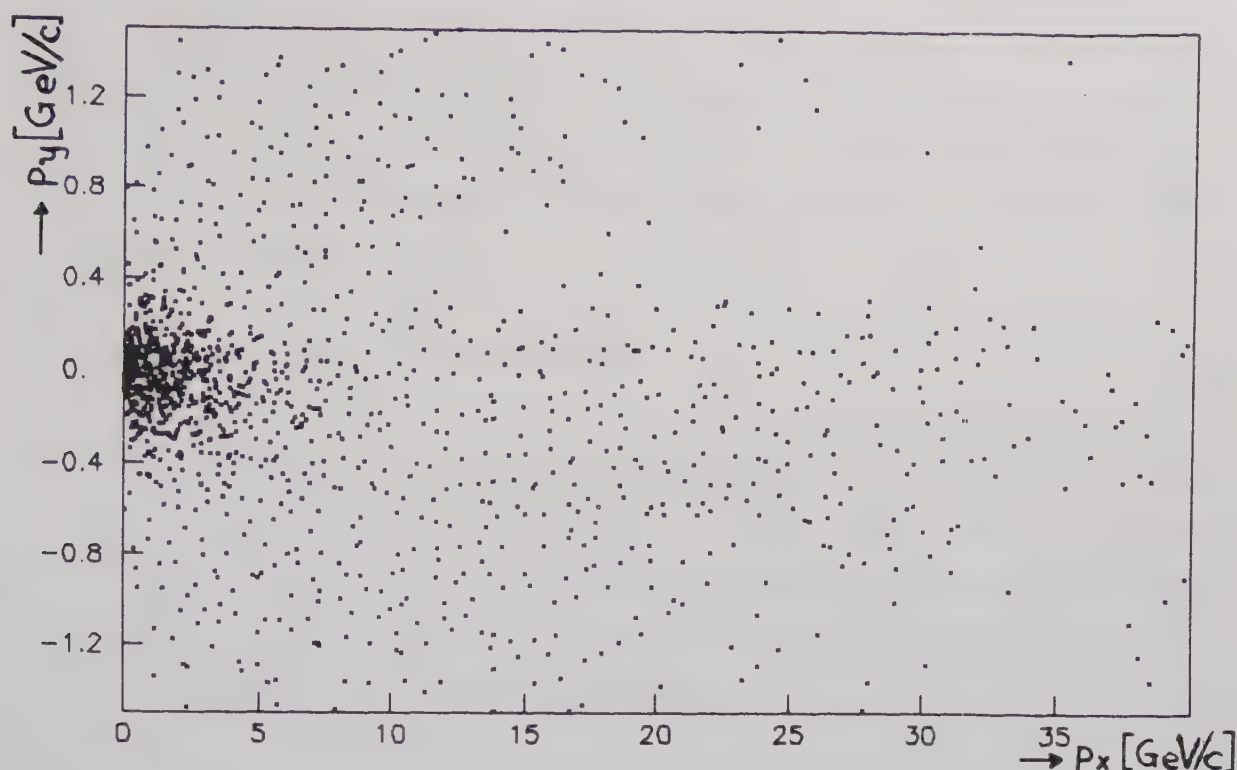


Abb. 4.4: Endpunktdichte in der Projektion $z=0$

Unter dem Einfluß des Magnetfeldes werden die vom Vertex kommenden geladenen Teilchen auf Spiralbahnen gezwungen. Je nach Ladung des Teilchens werden die Spuren dabei vom Strahl weg oder in Richtung Strahl gebogen. Alle Spuren deren Emissionswinkel θ nicht 0° ist, kreuzen in der Projektion den Strahlweg. Zur Klassifizierung der Spuren wird nun unterschieden, ob die Kreuzung außerhalb der Kammer oder innerhalb erfolgt.

Da die Spuren im ersten Fall vom Strahl weg gekrümmt und daher besser meßbar sind, heißen sie Right-Side-Spuren. Im zweiten Fall werden die Spuren in den zentralen Bereich hineingebogen und heißen, ihrer schlechteren Meßbarkeit wegen, Wrong-Side-Spuren. Die Auswirkung dieses Effektes auf die Effizienz ist in der Abnahme der Ausbeute an gemessenen Spuren in Abb. 4.5 sichtbar ($p_x > 10$ GeV/c, $p_y > 0.2$ GeV/c).

Abb. 4.5: Gemessene Spuren in der p_x/p_y -Ebene

4.2.2 Ursachen der Verluste

Nach Messung und Rekonstruktion wird für $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Ereignisse bei 200 GeV/Nukleon eine Ausbeute von 65% erreicht. Bezogen auf den Meßvorgang und die Streamer-Kammer sind die Verluste von den Parametern der Messung abhängig. Diese sind:

Winkel um die Strahlachse	ψ
Winkel zur Strahlachse	θ
Neigung zur Kameraachse	$90^\circ - \lambda$
Laborimpuls	p_{Lab}
Ladung	± 1

Aus Symmetrien in der Reaktionsgeometrie, betrachtet im Maßsystem der Streamerkammer, lassen sich Korrekturen ableiten, die einen Teil der Verluste (etwa 20% aller Spuren) ausgleichen. Nach dieser ersten Korrektur sind die verbleibenden Verluste von den physikalischen Parametern abhängig, die aus den oben genannten Meßgrößen abgeleitet werden:

Rapidität	y
Transversalimpuls	p_T
Ladung	± 1

Aus der physikalischen Symmetrie des Stoßsystems lassen sich weitere Korrekturen gewinnen (15% aller Spuren). Meßvorgang und Rekonstruktion im Raum lassen sich bei der Betrachtung der Verluste nicht trennen, da beide von einander abhängen. Die gemeinsamen Ursachen der Verluste sind folgende Effekte:

- o *Akzeptanz der Streamerkammer*

Das Target ist bei den Messungen mit Schwerionen 8 cm vor der Streamerkammer montiert. Right-Side-Spuren (siehe 4.2.1) mit einem Emissionswinkel $> 65^\circ$ (d.h. mit $y < 0.5$; siehe Abb. 4.3) werden aus diesem Grund nur zu kurz oder gar nicht in der Kammer sichtbar. Wrong-Side-Spuren werden hingegen vom Magnetfeld in Richtung Strahl und damit in die Kammer hineingedreht.

- o *Nicht sichtbare Bildteile*

Für die Messungen ist es wichtig, dem Verlauf der Spuren in der Kammer über weite Strecken (40 - 200 cm) folgen zu können. Für die Rekonstruktion im Raum sind zusätzlich die Endpunkte nötig. Daher wird die Effizienz der Auswertung durch Effekte, die Teile des Bildes verdecken, verringert.

Einzelne niederenergetische Elektronen, die sich auf Spiralbahnen mit einem an eng gewundene Schraubenfedern erinnernden Aussehen bewegen, decken Teile des Bildes ab. Auch bilden sich aus Delta-Elektronen in Gebieten von einigen cm^2 Größe Flares genannte Entladungszonen. Ein typisches Bild enthält etwa 5 Elektronenspiralen und 10 größere Flares.

- o *Perspektivische Verkürzung*

Spuren, die nach oben oder unten mit Winkeln $< 30^\circ$ zur Kameraachse emittiert werden, sind in der Projektion zu kurz, um gemessen und rekonstruiert werden zu können.

- o *Nichterkenbarkeit von Spuren*

Um Spuren über die nötige Distanz von 40cm zu verfolgen, muß der Operateur diese zunächst einmal erkennen können. In dem zentralen

Bereich (etwa 4° um die Strahlachse) ist dies aber infolge der sich aus der hohen Spurdichte ergebenden Verwirrung nur eingeschränkt möglich. Nur sehr langsam können Auge und Gesichtssinn einzelne Spuren erkennen. Statt der üblichen 30s Meßzeit werden selbst für nur einige cm lange Spurstücke mehrere Minuten benötigt. Die Operateure sind daher angewiesen, maximal 30 Minuten für die Messung im zentralen Bereich zu verwenden.

Auch Spuren, die den zentralen Bereich kreuzen (siehe 4.2.1), werden häufig dann nicht erkannt, wenn der Endpunkt einer solchen Spur innerhalb des zentralen Bereichs liegt. Ganz allgemein ist noch festzustellen, daß die oberhalb der Mittelebene der Kammer liegenden Spuren durch Abdeckung die Sichtbarkeit der Spuren in der unteren Kammerhälfte einschränken: In der oberen Kammerhälfte werden etwa 10% mehr Spuren rekonstruiert als in der unteren.

o *3-View-Rekonstruktion*

Neben der Messung stellt auch das verwendete Geometrieprogramm eine Verlustquelle dar. Etwa 2% aller gemessenen und zugeordneten Spuren werden von dem Programm nicht rekonstruiert. Die Ursache sind vermutlich ungünstige Kombinationen von Meßfehlern sowie die Auswirkung des Pre-Pulses (siehe 2.1) bei Spuren in Gitternähe.

4.3 Symmetriebetrachtungen

In diesem und dem nächsten Abschnitt werden zwei grundsätzlich verschiedene Wege zur Bestimmung von Korrekturparametern dargestellt. Die Verfahren und ihre noch im Einzelnen zu behandelnden Eigenschaften sind:

o *Ausnutzung von Symmetrien in Ereignis und Messung*

Vorteilhaft daran ist, daß keine Annahmen und Parameter benötigt werden. Die Güte der Korrektur wird von statistischen Fehlern bestimmt. Nachteilig ist, daß eventuell redundante Messungen ausgeführt werden müssen (z.B. Wrong-Side-Spuren und Vorwärtshemisphäre).

o Vergleich mit Simulationen oder anderen Meßverfahren

Diese Methode muß für alle Korrekturen, die nicht aus Symmetrien in den Daten abgeleitet werden können, benutzt werden. Nachteilig ist, daß Modellannahmen und Parameter für Simulationen benötigt werden. Beim Vergleich mit anderen Meßverfahren müssen Annahmen über die jeweilige Effizienz gemacht werden.

In diesem Abschnitt werden zunächst zwei Verfahren zur Ausnutzung der azimuthalen Symmetrie und anschließend ein Verfahren zur Ausnutzung der Symmetrie des Stoßsystems behandelt. Korrekturen aus Simulationsrechnungen und durch Vergleich mit anderen Meßverfahren werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Durch Berücksichtigung der ψ -Symmetrie wird eine Korrektur der Gewichte von 65 auf 80 Prozent der zu erwartenden Spuren erreicht. Weitere Verbesserungen des Ergebnisses auf 95% erlaubt die im dritten Teil des Abschnitts behandelte Ausnutzung der Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie.

4.3.1 Ausnutzung der azimuthalen Symmetrie

Bei der Messung sind Spuren die in der Kammerebene liegen besonders gut zu erkennen. Für derartige Spuren sind die Verluste klein. Aus physikalischen Gründen muß, gemittelt über alle Events, eine Gleichverteilung der Anzahl der Spuren über alle Werte von ψ bestehen. Da alle in 4.2.2 beschriebenen Verluste für Spuren außerhalb des zentralen Bereichs in erster Näherung vom Azimutalwinkel ψ abhängig sind, läßt sich aus der ψ -Verteilung eine Korrektur bestimmen.

Wenn zunächst die Impulsabhängigkeit der Verluste vernachlässigt wird, bieten sich zwei Methoden an, um eine erste Korrektur aus den ψ -Verteilungen der positiven und negativen Teilchen abzuleiten:

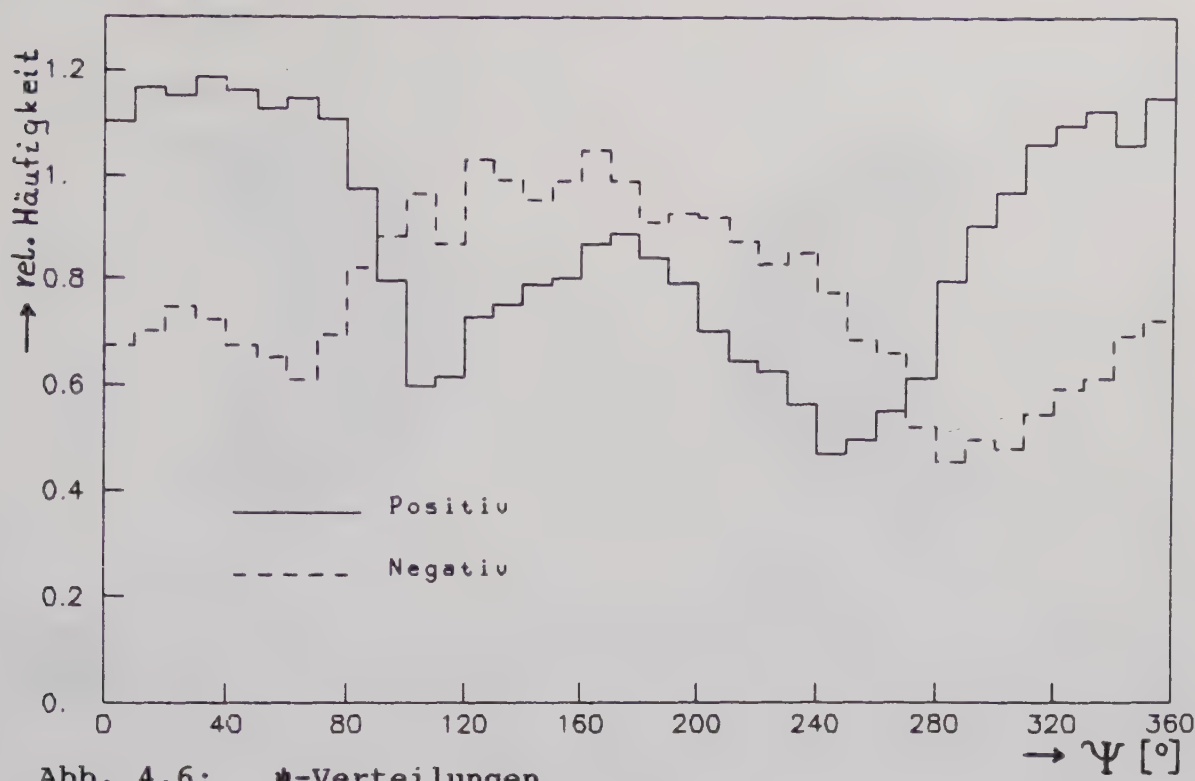


Abb. 4.6: ψ -Verteilungen

o. ψ -Cut

In Abb. 4.6 läßt sich für die positiven Teilchen ein Plateau zwischen 320° und 80° erkennen. Für die negativen Teilchen liegt ein entsprechendes Plateau zwischen 90° und 210°. Für die ψ -Cut Methode wird nun angenommen, daß die in diesem Plateau liegenden Spuren ohne Verluste gemessen sind. Alle Spuren außerhalb des Plateaus (etwa 40%) werden verworfen (Abb. 4.7). Um den Verlust durch die nicht benutzten Spuren auszugleichen, wird das Gewicht gesetzt zu:

$$w_{out} = \frac{360^\circ}{\text{Akzeptanzwinkel}} .$$

Die ψ -Cut Methode hat den Vorteil, nahezu keine systematischen Fehler einzuführen. Ein Nachteil ist aber der Verzicht auf einen Großteil der gemessenen Spuren, was seinerseits höhere statistische Fehler zur Folge hat. Der statistische Fehler E_{out} (bei Normalverteilung) des Inhaltes eines Bins N_{bin} in einem nach der ψ -Cut-Methode korrigierten sind Spektrums ist:

$$E_{out}(bin) = \text{sqrt}(N_{bin})$$

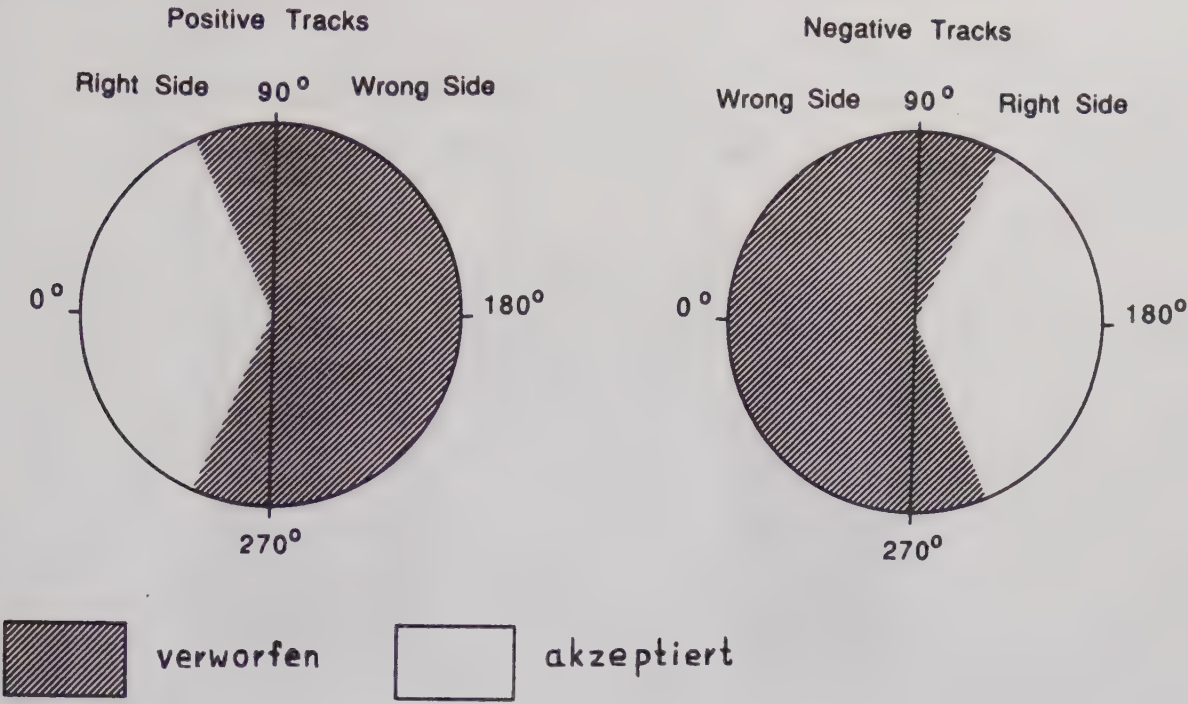


Abb. 4.7: Definition des ψ -Cuts

o. Wichtung

Bei dieser Methode werden Lage und Breite des Plateaus durch den nachfolgend beschriebenen Algorithmus bestimmt. Wie beim ψ -Cut wird unter der Annahme, daß Spuren innerhalb des Plateaus ohne Verluste gemessen sind, eine Korrektur für die nicht gemessenen Spuren errechnet. Dabei wird jeweils über die Inhalte der Bins innerhalb des (N_i) und außerhalb des Plateaus (N_j) summiert:

$$w_{wei} = \frac{\sum_i N_i / m}{\sum_j N_j / n}$$

$m = \text{Bins im Plateau}$
 $n = \text{Bins außerhalb}$
 $i=1, \dots, m; j=1, \dots, n.$

Der Algorithmus sucht zunächst nach den drei benachbarten Bins, die den höchsten Mittelwert der Inhalte haben. Dabei entsteht ein Fehler dadurch, daß Bins bei denen die Abweichung vom Mittelwert positiv ist, bevorzugt werden. Unter der Annahme, daß die Fehler der Inhalte der Bins normalverteilt sind, läßt sich hierauf jedoch korrigieren. Aus dem korrigierten Mittel der drei Bins ergibt sich so eine erste Schätzung für den wahren Wert des Mittels (durchgezogene Linie in Abb 4.8).

Anhand der Schätzung wird als Nächstes ein Konfidenzintervall definiert, das alle Bins umfaßt, deren Inhalt mit 90% Wahrschein-

lichkeit das wahre Mittel ist. Zuletzt wird aus den Inhalten aller Bins innerhalb des Konfidenzintervalls ein neues Mittel berechnet. Dieses wird in der oben benutzten Formel zur Wichtung verwendet.

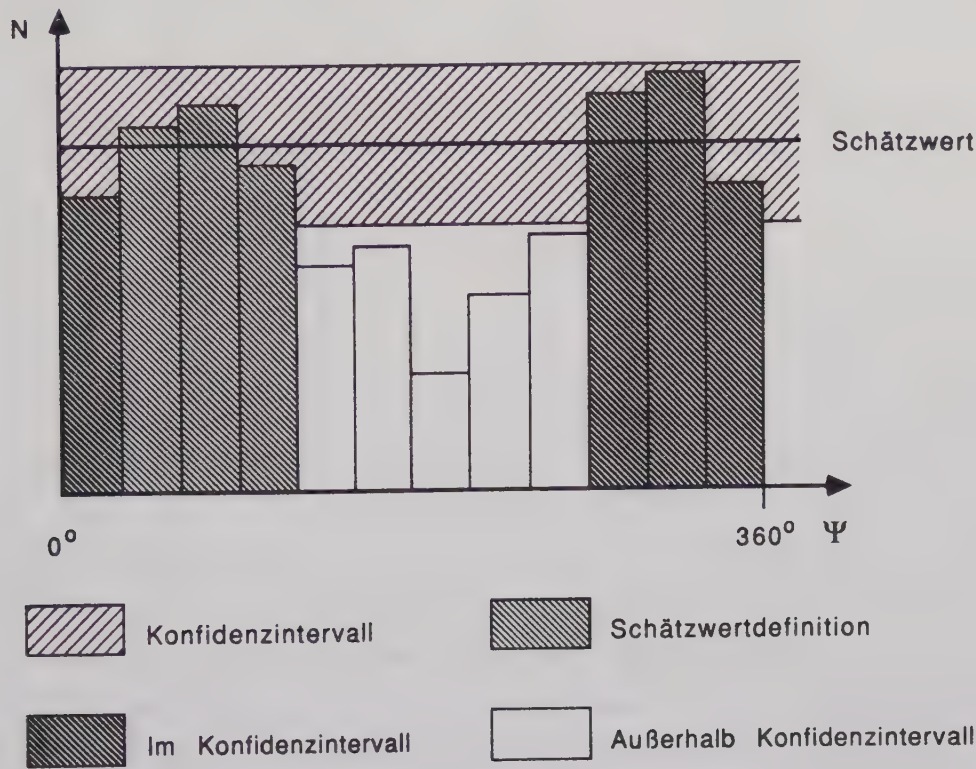


Abb. 4.8: Suche nach dem Plateau

Um die Verluste wenigstens annähernd in Abhängigkeit von Emissionswinkel θ und vom Laborimpuls korrigieren zu können, werden die Daten nach diesen Parametern in Gruppen unterteilt und einzeln korrigiert. Die Boxgrößen sollen einerseits der Variation der Effizienzkurve folgen, also klein sein, müssen aber andererseits genügend groß gewählt werden um hinreichend kleine systematische Fehler zu erhalten (siehe unten). Für die $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten dieser Arbeit sind die zugehörigen Gewichte bei einer Einteilung in zwölf Gruppen in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Während bei diesem Verfahren die statistischen Fehler der Spektren kleiner sind, besteht der Nachteil darin, daß ein systematischer Fehler durch die Bestimmung des Schätzwertes für die wahre Höhe des Plateaus eingeführt wird. Der zusätzliche systematische Fehler wird aus dem statistischen Fehler des berechneten "wahren" Mittels geschätzt:

$$E_{\text{sys}} = \frac{\text{sqrt}(\sum N_i)}{m}$$

P [GeV/c]	$0 \leq \vartheta \leq 4^\circ$	$0 \leq \vartheta \leq 8^\circ$	$0 \leq \vartheta \leq 12^\circ$	$\vartheta > 12^\circ$
(+) Spuren				
0.0 - 1.5	1.07	1.11	1.00	1.15
1.5 - 3.0	1.04	1.07	1.27	1.37
3.0 - 6.0	1.38	1.64	1.43	
> 6.0	2.02	1.75	1.36	
(-) Spuren				
0.0 - 1.5	1.10	1.11	1.06	1.14
1.5 - 3.0	1.06	1.08	1.19	1.36
3.0 - 6.0	1.36	1.64	1.34	
> 6.0	1.78	1.78	1.38	

Tabelle 4.1: Gewichte für $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ 200 GeV/Nukleon

Der Fehler jedes Bins eines Spektrums ergibt sich aus dem geometrischen Mittel des statistischen Fehlers für den Bin und E_{sym} . In Abbildung 4.9 sind die berechneten Fehler beider Verfahren als Funktion der Rapidität aufgetragen. Bei den vorliegenden $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten liefert die Wichtungsmethode die kleineren Fehler.

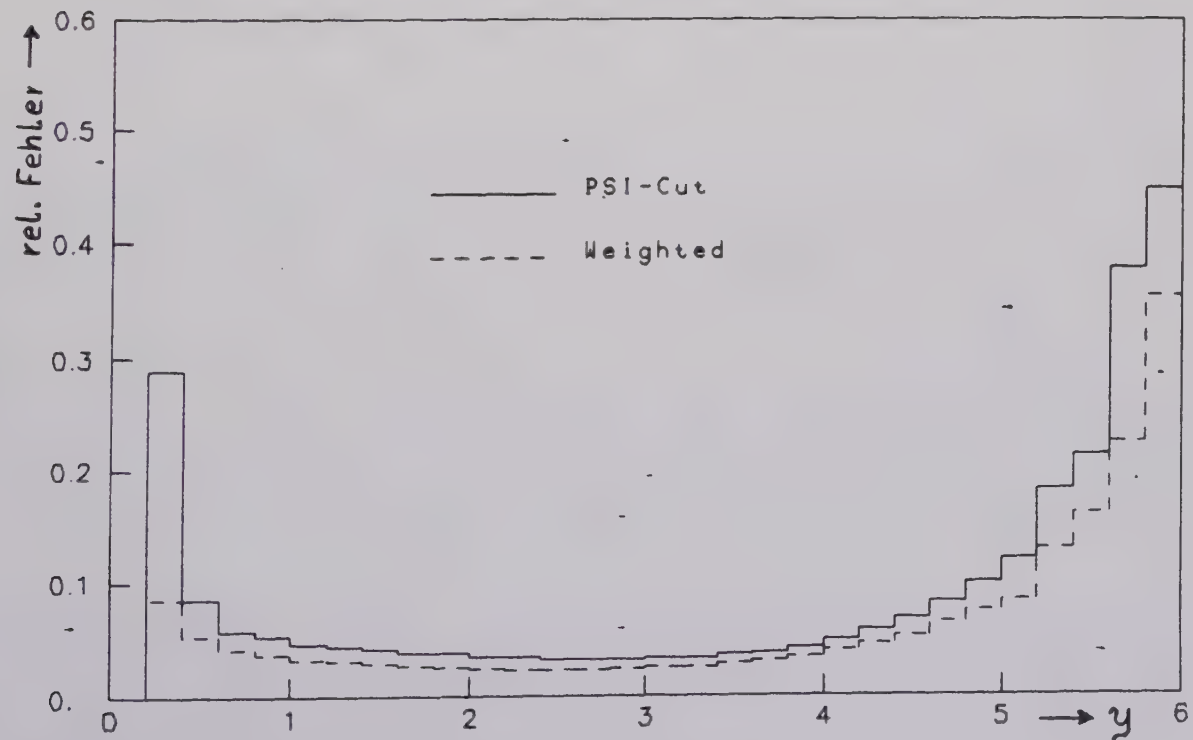


Abb. 4.9: Vergleich der relativen Fehler

4.3.2 Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie

Die oben dargestellten Methoden können nicht auf die im zentralen Bereich fehlenden Spuren korrigieren. Wie aus Abb. 4.3 zu entnehmen ist, befinden sich dort aber gerade die Spuren mit hoher Rapidity. Zum Ausgleich dieser Verluste kann bei symmetrischen Stoßsystemen wie $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ die in erster Näherung geltende Symmetrie um $y_{\text{mid}} = y_{\text{beam}}/2$ benutzt werden.

Für die Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, bei einer Strahlenergie von 200 GeV/Nukleon, ist $y_{\text{mid}} = 3$. Gemittelt über alle Events, muß die Anzahl der Spuren in der Rückwärtshemisphäre des Phasenraums (Rapidity < 3) gleich der Anzahl der Spuren in der Vorwärtshemisphäre sein (Rapidity > 3). Dies wird als Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie bezeichnet.

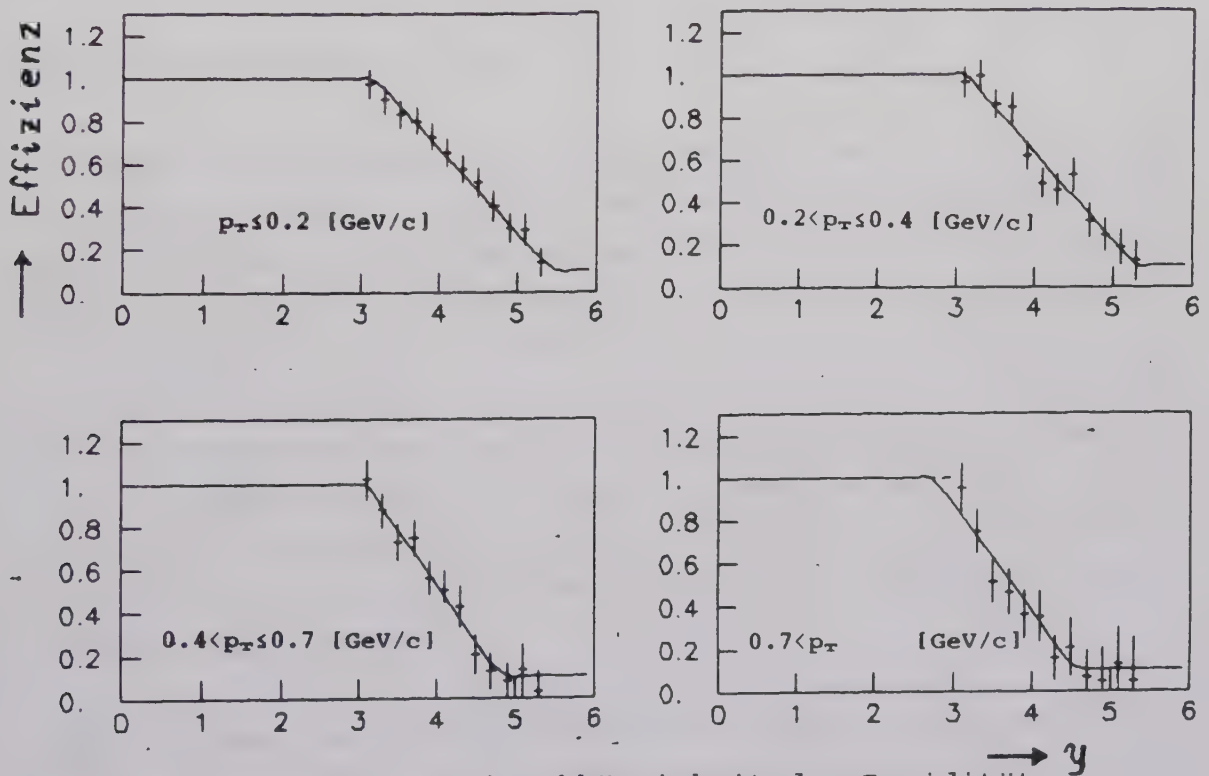


Abb. 4.10: Effizienz in Abhängigkeit der Rapidity

Für die Spuren negativ geladener Teilchen läßt sich die Effizienz unter der Annahme es handle sich hierbei nur um π^- näherungsweise bestimmen (siehe 5.1.2). Dazu wird die oberhalb von y_{mid} liegende Hälfte des Spektrums durch die untere Hälfte dividiert (Abb. 4.10). Der Abfall der Effizienz läßt sich gut durch eine Gerade annähern. Dies ist die Grundlage des hier verwendeten Korrekturverfahrens, bei dem eine Gerade in den Bereich gefittet wird, in dem die Effizienz zwischen 0.9 und 0.1 liegt. Die Wichtungsfaktoren werden auf den Wert 10 begrenzt.

Die Vorwärts-/Rückwärtskorrektur wird in vier Bereichen von p_T ausgeführt. Es wird beim Fit berücksichtigt, daß durch die bei hohen p_T schon unterhalb von y_{mid} beginnenden Verluste Abweichungen von der Geradenform entstehen. Die folgende Tabelle enthält die Rapiditäten bei denen die Effizienz auf 0.9 und 0.1 abgesunken ist:

p_T -Bereich	Eff(y) = 0.9	Eff(y) = 0.1
0.0-0.2 GeV/c	$y = 3.17$	$y = 5.44$
0.2-0.4 GeV/c	$y = 3.11$	$y = 5.28$
0.4-0.7 GeV/c	$y = 3.08$	$y = 4.82$
0.7-2.0 GeV/c	$y = 2.75$	$y = 4.55$

Tabelle 4.2: Effizienzen für $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ bei 200 GeV/Nukleon

4.4 Nicht korrigierte Verluste

Während die Benutzung der ψ -Cut-Methode von den in Abschnitt 4.2.2 genannten Verlusten praktisch nur auf die "perspektivische Verkürzung" (kleine Winkel gegen die Kameraachse) und die "Nichterkenbarkeit von Spuren" (nur für Wrong-Side-Spuren) korrigieren kann, wirkt die Wichtungs-Methode, durch die Aufteilung in p_{Lab} - und θ -Bereiche, auch auf die Akzeptanzverluste. Durch die Erfassung aller ψ -Winkel ist diese Korrektur umfassender: auch auf die, durch verdeckte Spuren, in der unteren Kammerhälfte niedrigere Effizienz wird korrigiert. Die Ausnutzung der Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie erlaubt eine weitere Korrektur für die Effizienzverluste im zentralen Bereich, d.h. im vorliegenden Fall für Rapiditäten > 3 .

Die Anwendung der oben beschriebenen Methoden kann nicht alle der in 4.2.2 beschriebenen Verluste vollständig korrigieren. Für die verbleibenden Probleme können einerseits noch speziellere Methoden verwendet werden, was allerdings nur dann sinnvoll erscheint wenn die Größe solcher Korrekturen oberhalb des Fehlers der schon korrigierten Daten liegt. Im Fall der Akzeptanzverluste könnte andererseits eine Verfeinerung der in 4.5.1 beschriebenen Simulation des Meßvorgangs, im Vergleich mit den Eingabedaten, die benötigten Aussagen liefern. Hierzu können auch simulierte Streamerkammer-Events mit bekanntem Inhalt, durch die Operateure vermessen werden, um so die Verluste zu bestimmen. Ein Teil dieser Maßnahmen soll im weiteren Verlauf des Meßbetriebs,

einhergehend mit der sich ständig verbessernden Statistik, ausgeführt werden.

4.5 Überprüfung der Korrekturen

Für die in Kapitel 5 gezeigten Spektren sind die hier behandelten Korrekturen von großer Bedeutung. Bei den Transversalimpulsverteilungen hat die Wichtungsmethode den Vorteil einer besseren Statistik, speziell für $p_T > 1$ GeV/c, und in Fall der "Protonen" wird die Vorwärts-/Rückwärtskorrektur schon bei Rapiditäten > 2 wirksam. Daher wurden beide Methoden an simulierten Messungen geprüft und mit den Ergebnissen der ψ -Cut-Methode verglichen.

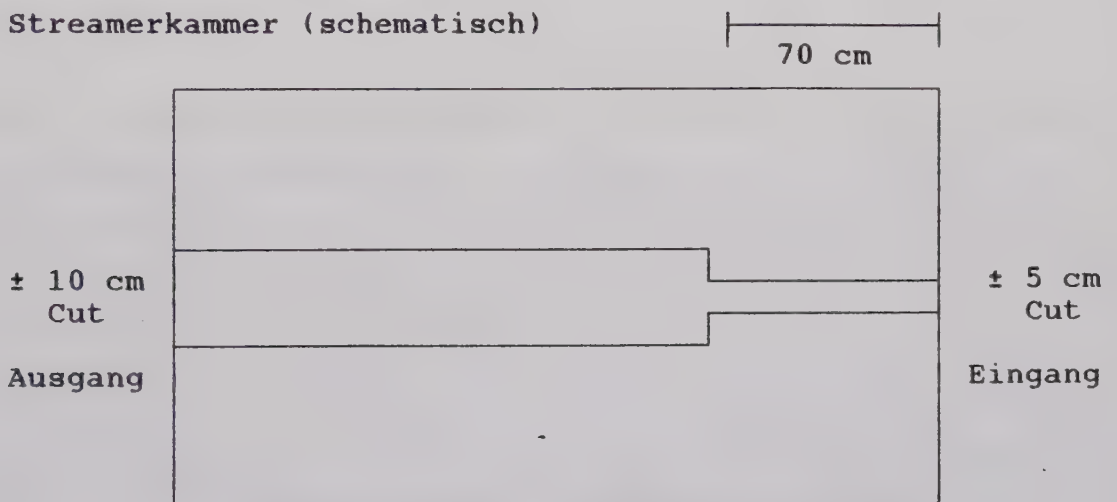


Abb. 4.11: Simulation: Cuts im zentralen Bereich

4.5.1 Test an simulierten Messungen

Da das FRITIOF Modell die gemessenen Spektren der Form nach befriedigend beschreibt, lag eine Überprüfung des gesamten Korrekturverfahrens mit simulierten Meßdaten nahe. Dazu wurden zunächst als Referenz 100 $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Events mit einem FRITIOF Event-Generator erzeugt. Für diese Events wurde nun der Meßvorgang simuliert:

- o Mit dem FRITIOF-Eventgenerator wurden 100 $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Events bei 200 GeV/Nukleon erzeugt.

- o Aus realen Messungen wurden die Verteilung der Anzahl der pro Spurlänge gemessenen Punkte und der Streuung der Messung um die gefitten Spuren entnommen.
- o Für die FRITIOF-Spuren wurde in drei Views eine diesen Verteilungen entsprechende Anzahl von Meßpunkten mit der entsprechenden Streuung gewürfelt.
- o Um die Verluste der Messung wenigstens teilweise zu berücksichtigen, wurden keine Punkte im zentralen Bereich erzeugt (Definition des Bereichs in Abb. 4.11).
- o Diese Daten wurden als nicht zugeordnete Spurmessungen mit den normalen Programmen automatisch zugeordnet und rekonstruiert.

Diese Art der Simulation beschreibt nur einen Teil der Verluste, eignet sich aber sowohl zum Test der Geometrieprogramme als auch zum Überprüfen der Korrekturmethode. In den Rapiditäts-Verteilungen von Abbildung 4.12 werden die Ergebnisse der Simulation vor und nach den Korrekturen mit der FRITIOF-Eingabe verglichen.

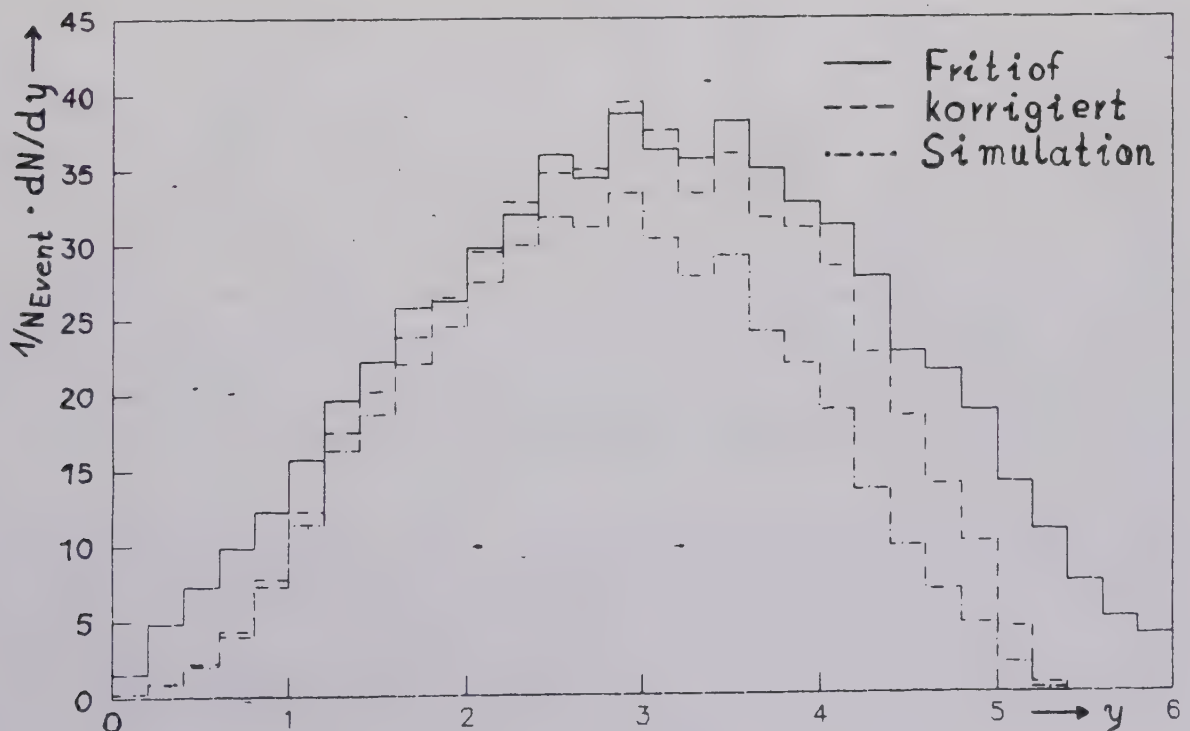


Abb. 4.12: Simulation: Rapiditäts-Verteilungen

Im Bereich $1 \leq y \leq 4.5$ geben die simulierten Meßdaten (strich-punk-

tiert) nach Anwendung der Wichtungs-Methode und der Vorwärts-/Rückwärtskorrektur (gestrichelt) die FRITIOF-Eingabe gut wieder. Zwischen der Simulation und den gemessenen $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Daten der Abbildung 4.12 bestehen die folgenden auffälligen Abweichungen:

- o Die Effizienzverluste im zentralen Bereich setzen in der Simulation erst bei Rapiditäten > 4 , also eine Einheit später, ein. Demnach ist der Cut-Bereich aus Abb. 4.11 als eine untere Grenze anzusehen.
- o Der Abfall der Effizienz im zentralen Bereich ist für die gemessenen Daten weniger steil und geht auch nicht bis auf Null herunter. Der verwendete Cut betont diese Effizienzverluste also über.
- o Für Rapiditäten < 1 sind die Akzeptanzverluste in der Simulation zu hoch. Dies wird aber als Folge einer stark vereinfachten Behandlung von Wrong-Side-Spuren in der Simulation interpretiert.

4.5.2 Vergleiche von Korrekturmethoden

Weil die ψ -Cut-Methode keine zusätzlichen systematischen Fehler einführt, kann sie auch zur Überprüfung der Wichtungs-Methode herangezogen werden. Da die Wichtung alle rekonstruierten, zum Target laufenden, Spuren umfaßt, sollen die nach der Korrektur erreichten Ausbeuten hierbei höher als bei der ψ -Cut-Methode liegen, während gleichzeitig die statistischen Schwankungen kleiner sein müssen. Systematische Abweichungen sollten aus der p_{Lab} - und θ -Abhängigkeit der Wichtung, und der infolgedessen weiterreichenden Korrekturen, erklärbar sein.

Abbildung 4.13 zeigt nach ψ -Cut- und Wichtungs-Methode korrigierte Rapiditäts-Verteilungen. Die Inhalte des Histogramms der gewichteten Meßdaten sind in der Region hoher Verluste ($y > 4$) deutlich höher als die des Histogramms mit ψ -Cut-Daten.

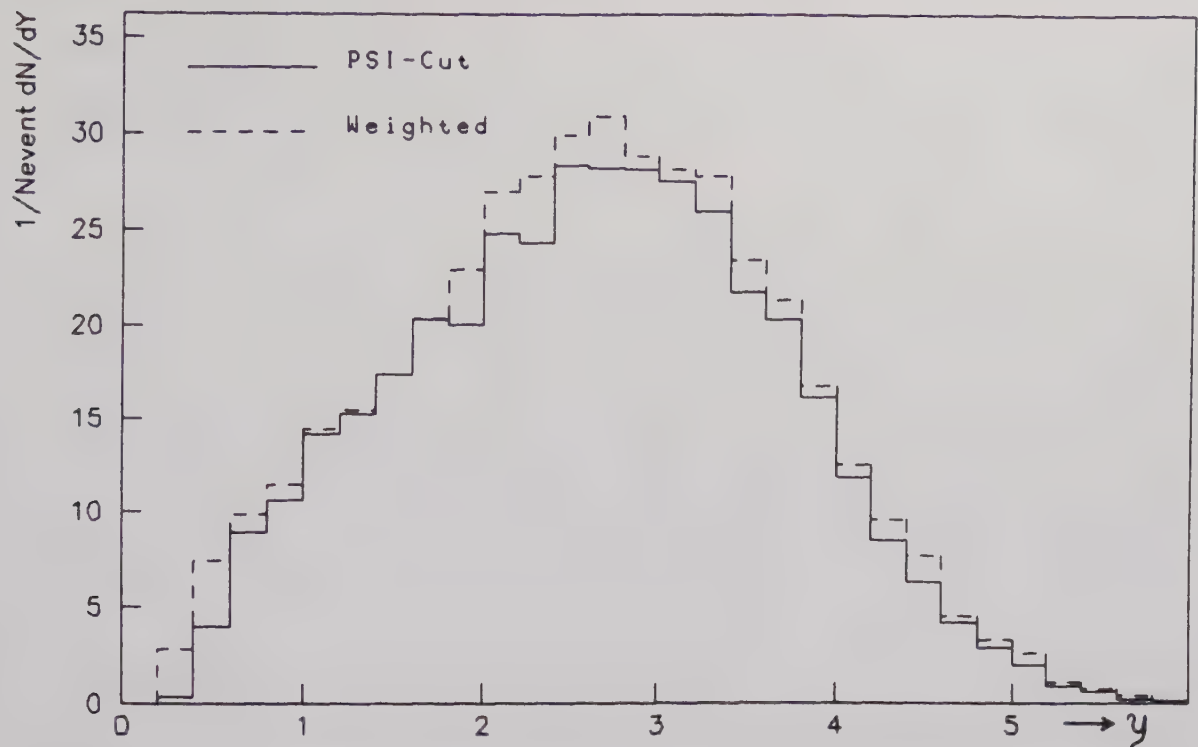


Abb. 4.13: Rapidity-Verteilung für ψ -Cut und Wichtung

Die p_T -Spektren in Abbildung 4.14 zeigen bei der Wichtungs-Methode eine deutlich bessere Statistik für Transversalenergien oberhalb von 1 GeV.

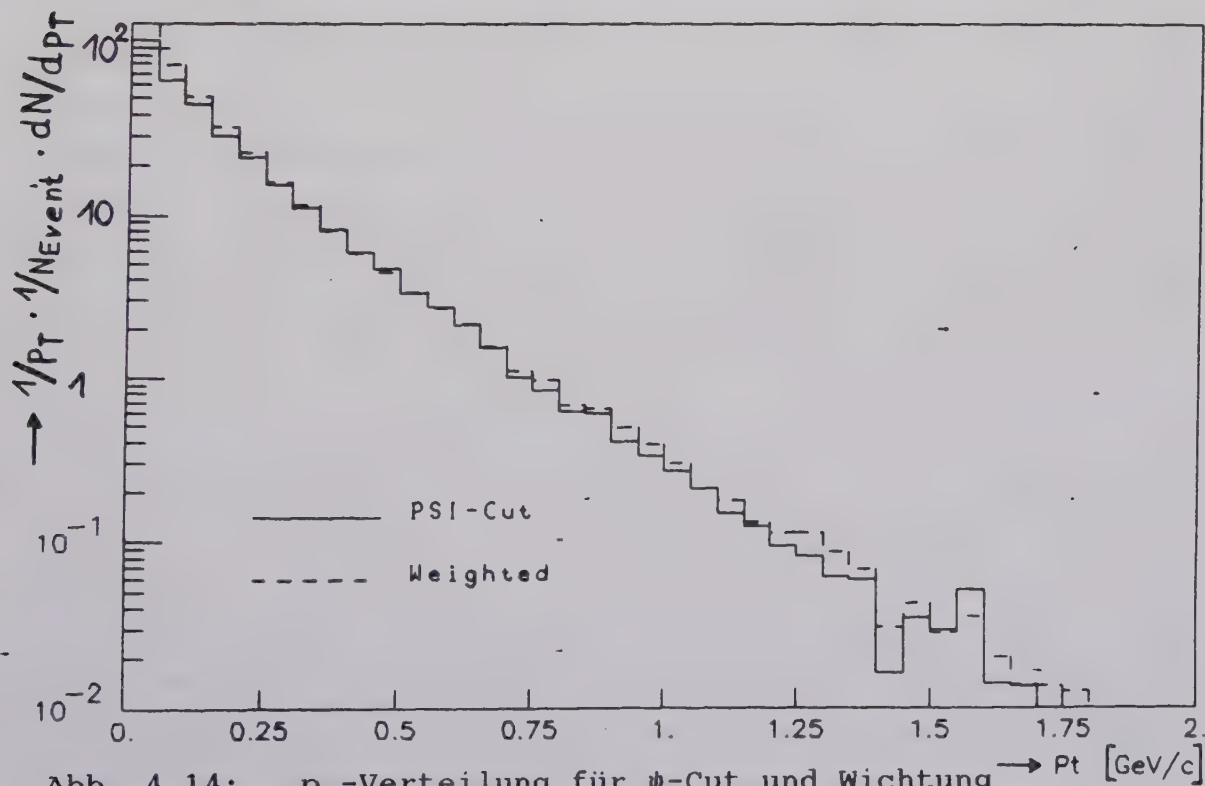


Abb. 4.14: p_T -Verteilung für ψ -Cut und Wichtung $\rightarrow p_T \text{ [GeV/c]}$

Die gezeigten Vergleiche lassen die Wichtungs-Methode, trotz der komplizierteren Grundlagen und der dafür nötigen statistischen Betrachtungen, als eine für die folgende Diskussion geeignete Methode zur

Auswertung der Daten erscheinen. Dies trifft gleichermaßen für Transversalimpuls- und für Rapiditätsspektren zu, da diese Methode den jeweils kleinsten Gesamtfehler liefert.

Allerdings sind nach der Korrektur durch die Wichtungs-Methode die Abweichungen vom Mittel (Gesamtfehler) nicht mehr normalverteilt. Eine entsprechende Einschränkung gilt aber auch für die Anwendung der ψ -Cut-Methode: die verbleibenden Effizienzprobleme verursachen zusätzliche, nicht normalverteilte, Abweichungen vom Mittel. Solche Überlegungen spielen für die Ableitung von Eigenschaften aus der Form von Spektren eine Rolle, wenn dabei die χ^2 -Werte von least-square-Fits zur Kurvenanpassung verglichen werden sollen.

Die Korrektur auf Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie ist einem einem hohen systematischen Fehler unterworfen (einige zehn Prozent für $y > 4$), da die Approximation durch die Geraden nicht exakt ist und da die jeweiligen statistischen Fehler der Rapiditätsverteilungen, wie sie zur Ableitung der Geraden benutzt werden, in den systematischen Fehler eingehen. Diese Korrekturmethode ist bei den ^{32}S - ^{32}S -Daten nur für "Protonen"-Spektren interessant, da deren Spuren schon ab $y > 2$ im besonders verlustbehafteten zentralen Bereich verlaufen. Dabei wird davon ausgegangen, das beim Messen der Spuren in einem bestimmten Bereich des Bildes nicht zwischen Protonen und Pionen unterschieden werden kann, und das ein Proton daher mit derselben Effizienz wie ein Pion gemessen wird (im Ortsraum). Demnach wird bei der Berechnung der Rapidität im Zusammenhang mit der Bestimmung der zur Korrektur dienenden Gewichte auch immer die Pionenmasse benutzt.

Die Wichtungsmethode wird für positive und negative Teilchen unabhängig voneinander ausgeführt, da die Effizienzen infolge der höheren Spurdichte durch die zusätzlichen Protonen unterschiedlich sind (vgl. Tabelle 4.1). Dies verursacht bei den "Protonenspektren", die ja als Differenz von positiven und negativen Teilchen gebildet werden, zusätzliche Unsicherheiten. Die Vorwärts-/Rückwärtskorrektur kann wegen der Protonen nur für die negativen Teilchen berechnet werden, für die positiven Teilchen muß daher die gleiche Korrektur übernommen werden. Zur Diskussion dieser Probleme siehe auch 5.1.4.

5. E r g e b n i s s e

Als Ergebnis der vorangehend beschriebenen Bildauswertung liegen die physikalisch interessierenden Parameter von Teilchenspuren für 420 Ereignisse der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ bei 200 GeV/Nukleon und zentralem Trigger vor (siehe 2.4). Während die erhaltenen Spektren negativer Teilchen als "Pionen"-Spektren angesehen werden, lassen sich Spektren aus Differenzen der positiven und negativen Spuren als "Protonen"-Spektren interpretieren. Eine so erhaltene Transversalimpulsverteilung der Protonen sowie eine Transversalimpulsverteilung für Lambdas (aus Messungen an Scan-Tischen [Gaz89]) werden zum Vergleich herangezogen.

Einen ersten Vergleich mit theoretischen Vorhersagen zum Verhalten von Kernmaterie unter extremen Bedingungen erlauben die Verteilungen der Mittelwerte der gemessenen Multiplizitäten (als Meßgröße für die Entropie) sowie der Verlauf der mittleren Transversalimpulse (als Maß für die Temperatur) in Abhängigkeit von der Multiplizität (5.2).

Ein Ziel des NA35-Experimentes ist es, herauszufinden ob die Voraussetzungen für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas (*Energiedichte* und *Thermalisierung*) mit dem ausgewählten Stoßsystem und bei der verfügbaren Energie erreicht werden konnten. Die Beobachtungsgrößen dafür sind die erreichte Abbremswirkung (*stopping*) sowie der Expansionsmechanismus des Feuerballs (siehe 1.6). Die Rapiditätsverteilung für Pionen (Abschnitt 5.3) erlaubt Aussagen über die Abbremswirkung. Die Transversalimpuls-Verteilung der Pionen (Abschnitt 5.4) ermöglicht durch Vergleiche mit Modellen einen Einblick in den Expansionsmechanismus: Eine einfache dem Hagedorn-Modell folgende Form der Verteilung, entsprechend einem Feuerball, würde eine Aussage über die Temperaturen zur Zeit der Hadronisierung erlauben, eine mehrkomponentige Form hingegen könnte Hypothesen über einen anderen Expansionsmechanismus stützen.

Außerdem wird nach Abweichungen von Nukleon-Nukleon-Daten gesucht um zu bestimmen inwieweit sich die $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Daten von einer *Superposition* aus Hadron-Hadron-Stößen unterscheiden. Vergleiche werden mit den von NA5 gemessenen Rapiditäts- und Transversalimpulsspektren für p+p Daten gezogen (Abschnitt 5.5).

5.1 Grundlagen

In Abschnitt 5.1.1 werden zunächst die zur Darstellung der Spektren benutzten Maße und Definitionen behandelt. Da die dieser Arbeit zugrundeliegenden Streamerkammer-Messungen keine direkte Teilchenidentifikation beinhalten, wird in Abschnitt 5.1.2 dargelegt, aus welchen Teilchen die Spektren zusammengesetzt sind und wie sich die verschiedenen Beimischungen auf die weitere Auswertung auswirken. In 5.1.3 wird kurz auf die Herkunft des später benutzten "Protonen"-Transversalimpulsspektrums eingegangen. Schließlich sind in Abschnitt 5.1.4 die Akzeptanzbereiche der Streamerkammer für die in dieser Arbeit betrachteten Teilchen dargestellt.

5.1.1 Darstellung

Die Darstellung der Daten erfolgt in den Variablen Rapidität und Transversalimpuls (Definition siehe 4.1.2). Die Rapidität y ist ein logarithmisches Maß für den Longitudinalimpuls. Die Definition ist so gewählt, das y lorentzinvariant ist: eine Lorentztransformation bedeutet eine Translation in der Rapidität. Außerdem sind die Rapiditätsbereiche, die von den verschiedenen Teilchen bevölkert, werden gleich. Spezielle Werte von y sind (für ein symmetrisches System wie $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$) bei 200 GeV/Nukleon und im Laborsystem:

y_{target}	= 0	Target ruht (ohne Fermi-Bewegung)
y_{beam}	= 6	Projektil hat Strahlgeschwindigkeit
y_{cm}	= 3	Rapidität des Schwerpunktsystems (keine longitudinale Bewegung im Schwerpunktsystem)
y_{mid}	= 2 - 4	zentraler Bereich (im Gegensatz zum Bereich der Projektil- oder Targetfragmentierung)

Die in dieser Arbeit gezeigten Rapiditätsverteilungen sind normiert gemäß:

$$\rho(y) = 1/N_{\text{Event}} dN/dy$$

N_{Event} = Anzahl der ausgewerteten Ereignisse

N = Anzahl der (negativen) Spuren

Der transversale Impuls ist, weil senkrecht zur Strahlachse, von Lorentztransformationen ins Laborsystem nicht betroffen und eignet sich demnach ebenfalls zum Vergleich von Spektren unterschiedlicher Reaktionen:

p_{lab}	Impuls des Teilchens im Laborsystem; nicht lorentzinvariant (Meßgröße -> Fehlerbestimmung).
p_{T}	Transversalimpuls senkrecht zur Strahlachse; lorentzinvariant (abgeleitete Größe).

Die hier gewählte Darstellung mit

$$\rho(p_{\text{T}}) = 1/N_{\text{Event}} 1/p_{\text{T}} dN/dp_{\text{T}}$$

ist bis auf einen konstanten Faktor gleich dem differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitt $1/p_{\text{T}} d\sigma/dp_{\text{T}}$.

5.1.2 Zusammensetzung der Spektren

Die gemessenen Spuren geladener Teilchen stammen außer von den schon erwähnten Pionen und Protonen noch von geladenen Kaonen und von den Zerfallsprodukten neutraler seltsamer Teilchen sowie von Elektronen. Zwischen den einzelnen Teilchensorten kann nicht aufgrund des Meßverfahrens unterschieden werden. Aus Modellvorhersagen (FRITIOF) und anderen experimentellen Ergebnissen, wie z.B. der Produktion von neutralen seltsamen Teilchen [Gaz89], kann jedoch deren Beitrag zu den Teilchenspektren abgeschätzt werden:

o Elektronen

Diese stammen überwiegend aus den Zerfällen der π^0 innerhalb des Targets in zwei Photonen die ihrerseits anschließend in e^+/e^- Paare konvertieren können. Solche Elektronen- und Positronenspuren

sind in der Mehrzahl nicht von Pionen zu unterscheiden und haben einen Anteil an den rekonstruierten Spuren von etwa 5%.

Um die unerwünschten Verzerrungen der "Pionen"-Spektren durch Elektronen zu verhindern, wird eine Monte-Carlo-Subtraktion ausgeführt: da die Häufigkeit der π^0 aus den gemessenen π^- Häufigkeiten bestimmt werden kann (Isospin), ist eine Simulation der Elektronenproduktion aus den bekannten Konversionswahrscheinlichkeiten möglich. Die so produzierten e^- werden bei der Erstellung von "Pionen"-Spektren subtrahiert. Abbildung 5.1 zeigt die gemessene Rapiditätsverteilung aller negativen Teilchen, wobei die Pionenmasse zugrundegelegt ist. Eingezeichnet sind die aus Simulationen erhaltenen Anteile von Elektronen (4.7%), K^- -Mesonen (8.4%) und negativ geladener Zerfallsprodukte von Lambdas und neutralen Kaonen (als zusammen 5% angenommen, siehe unten).

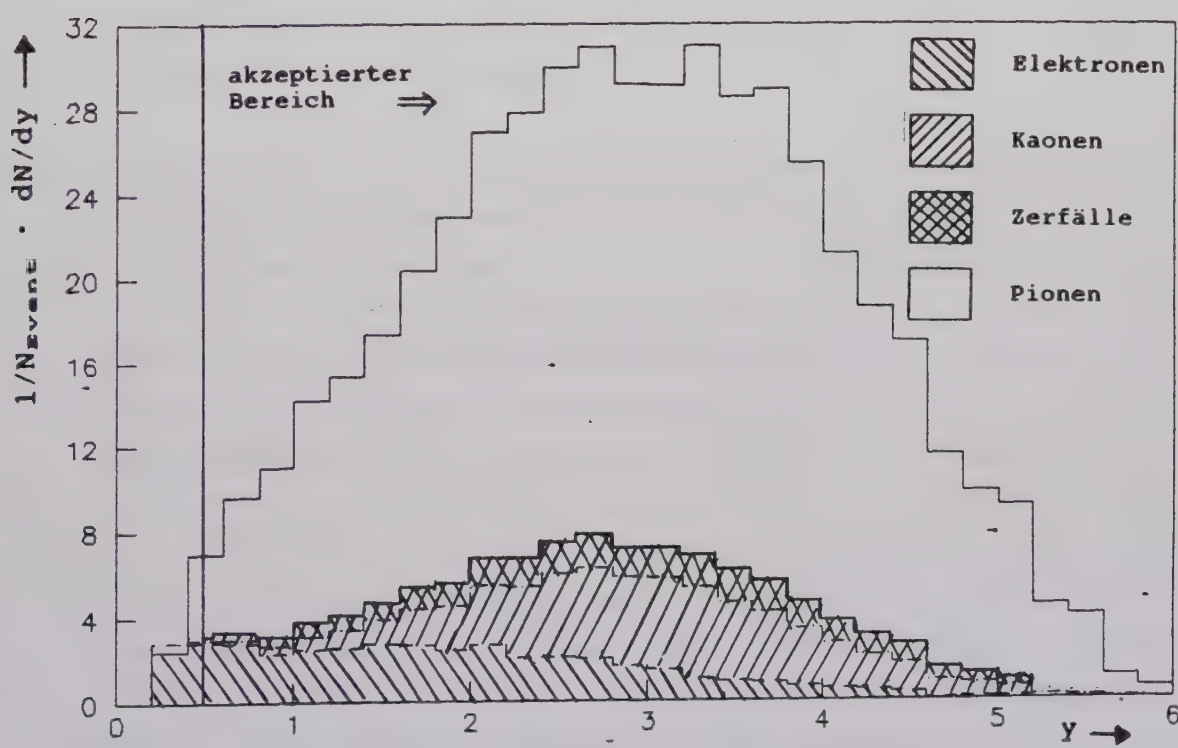


Abb. 5.1: Rapiditätsverteilungen negativer Teilchen

o Geladene seltsame Teilchen

Die auf Elektronen korrigierten Spektren haben für die negative Spuren fast ausschließlich Beiträge von Pionen und Kaonen. Zu den Spektren der positiven Teilchen tragen außer π^+ und K^+ noch die Protonen bei. K^+ und K^- zerfallen mit einer Halbwertszeit von etwa $1.24 \cdot 10^{-8}s$ (entsprechend einer Strecke von 371cm bei Licht-

geschwindigkeit) zu 64% in ein μ^+ und ein Neutrino und zu 21% in ein π^+ und ein π^0 beziehungsweise deren Antiteilchen. Wenn ein solcher Zerfall innerhalb der Streamerkammer stattfindet knickt die Spur infolge der Impulserhaltung häufig sichtbar ab, was als "kink" bezeichnet wird. Gegenwärtig wird versucht durch Auswertung der beobachteten kinks den Anteil der Kaonen an den Spektren experimentell zu bestimmen.

Da bislang noch keine experimentellen Daten vorliegen, wird der Anteil geladener Kaonen aus FRITIOF-Rechnungen abgeschätzt. Etwa 9% K^- müssen demnach als Störung bei der Interpretation als "Pionen"-Spektren der negativen Teilchen berücksichtigt werden. Bei der Auswertung von Spektren der Differenzen von positiven und negativen Teilchen als "Protonen" kommt noch hinzu, daß der Beitrag der K^+ mit 12% höher als der von K^- liegt.

o *Neutrale seltsame Teilchen*

In der Reaktion werden auch neutrale seltsame Teilchen produziert, die infolge ihrer kurzen Lebensdauer meist außerhalb des Targets aber noch innerhalb der Streamer-Kammer zerfallen. Wenn bei einem solchen Zerfall zwei geladene sekundäre Teilchen entstehen, so wird dies wegen des charakteristischen Aussehens als ein "vee" bezeichnet. Die tatsächlich beobachteten Vees stammen aber zu etwa 70% aus zusätzlichen, unerwünschten Konversionsreaktionen in den Gitterelektroden der Streamerkammer (siehe 2.1) und nur zu 30% aus den Zerfällen der K^0 - und Lambda-Teilchen. Von Letzteren sind pro Ereignis etwa 10 Zerfälle zu erwarten (FRITIOF). Aus den zugehörigen, gemessenen Zerfallsteilchen werden ca. 3 als nicht primär erzeugte Teilchen erkannt, da diese Spuren nicht zum Richtung Wechselwirkungspunkt (Vertex) laufen. Die nicht erkannten Zerfallsteilchen sind bei der Interpretation der Spektren als eine etwa 10% Störung zu berücksichtigen.

Da die in der Reaktion produzierte strangeness (nachweisbar in Kaonen und Lambdas) ein Signal für das Vorhandensein eines Quark-Gluon-Plasmas sein könnte, werden die Zerfallsereignisse in einem besonderen Meßverfahren an Scan-Tischen ausgewertet. In dieser Arbeit wird nur ein Lambda p_T -Spektrum zum Vergleich mit π^- benutzt [Tho89].

o Protonen

Ein Vergleich der Anzahl gemessener positiver und negativer Spuren ergibt einen 15% Überschuß der positiven Spuren. Die Anteile aus Elektronen und Pionen müssen infolge des Isospins und der Ladungserhaltung im Fall von $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ für positive und negative Spuren gleich sein; die Unterschiedlichkeit der Anteile von K^+ und K^- wird zunächst vernachlässigt. Die Differenz aus einem Spektren der positiven und der negativen Spuren wird daher als Protonenspektrum betrachtet.

Wegen des nur 15% großen Anteils der Protonen an den *nachgewiesenen* Spuren haben Unsicherheiten bei den Effizienzkorrekturen hierbei eine besondere Bedeutung. Hinzu kommt noch, daß die Protonen schon bei Rapiditäten $y > 2$ innerhalb des schwer zu messenden zentralen Bereichs von 4° um die Strahlachse liegen (siehe 4.2.2). In dieser Arbeit wird lediglich ein p_{T} -Spektrum zum Vergleich mit π^- benutzt [Wen89].

5.1.3 Streamerkammerakzeptanz

Die NA35-Streamerkammer hat als (nahezu-) 4π -Detektor einen Akzeptanzbereich im longitudinalen Phasenraum von $\approx 0.4 \leq y \leq 6$ (siehe 4.2). Dieser wird jedoch durch die beschriebenen Effizienzprobleme eingeschränkt. Die Einschränkungen sind unterschiedlich nach Teilchenarten. Bei schwereren Teilchen werden die Spuren, im Vergleich zu Pionen, vom Laborimpuls p_{lab} weniger aus dem zentralen Bereich um die Strahlachse herausgelenkt. In diesem zentralen Bereich - mit verringerter Effizienz der Messung - kommen die Spuren mit wachsender Rapidität und Teilchenmasse immer häufiger zu liegen. Dieser Effekt begrenzt den maximal auswertbaren Rapiditätsbereich.

Zwar läßt sich im Fall eines symmetrischen Stoßsystems (wie bei $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$) aus der Vorwärts-/Rückwärtsymmetrie die Rapiditätsverteilung korrigieren, hierbei würden jedoch die systematischen Fehler der Korrektur größer als der Gewinn an Statistik (siehe 4.3.2). Dies bedeutet aber keine wesentliche Einschränkung für π^- Verteilungen, da hier die Symmetrie des Stoßsystems Aussagen über den gesamten Phasenraum schon dann erlaubt, wenn die Daten nur $y_{\text{mid}} = 3$ erreichen. In Abhän-

gigkeit vom Transversalimpuls hingegen ergibt sich aus der Statistik eine praktische Grenze von 2 GeV/c oberhalb derer die Zahl der nachgewiesenen Teilchen zu niedrig wird. In Abbildung 5.2 sind die für π^- für Protonen und Lambdas als akzeptabel geltenden Bereiche eingetragen.

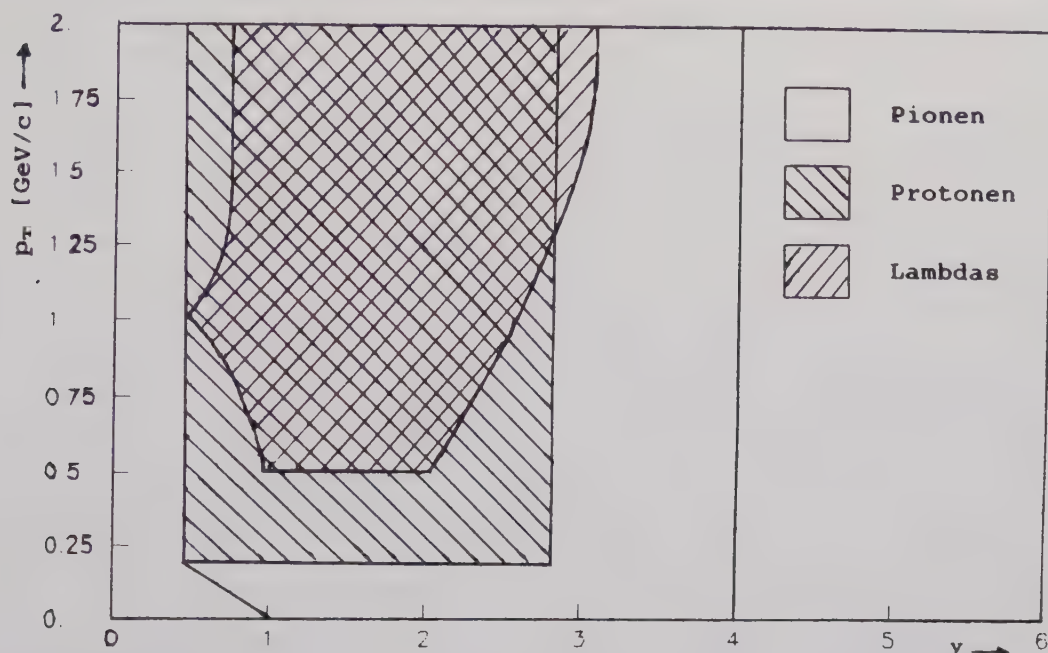


Abb. 5.2: Streamerkammerakzeptanzen

5.1.4 Qualität der Bildauswertung

Im den folgenden Abschnitten werden physikalische Aussagen aus der Form von spektralen Verteilungen abgeleitet. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Qualität der Bildauswertung, soweit diese nach den in Kapitel 4 beschriebenen Korrekturen, noch die Form der Spektren beeinflusst. Im Rahmen der hier vorgestellten Daten sind die wesentlichen Qualitätskriterien der Auswertung die Fehler der Laborimpulsmessung und der Grad der Vollständigkeit der Vermessung durch die menschlichen Operateure (siehe Kapitel 3).

o Fehler der Laborimpulsmessung

Da vom Operateur mehr Spurpunkte gemessen werden, als zur Berechnung von p_{lab} aus der Spurkrümmung im Feld des Vertexmagneten benötigt werden (siehe 3.1), läßt sich für jede einzelne Spur eine Fehlerrechnung durchführen. In Abbildung 5.3 sind die erhaltenen Fehler, dp/p in Prozent, als Funktion von p aufgetragen. Daraus ist zu ent-

nehmen, daß unterhalb von 10 GeV/c die Fehler hinreichend klein sind. Oberhalb dieses Impulses wird dagegen die Erkennung der Teilchenladung unsicher, was die Interpretation von "Protonen"-Spektren (siehe 5.4) beeinflusst.

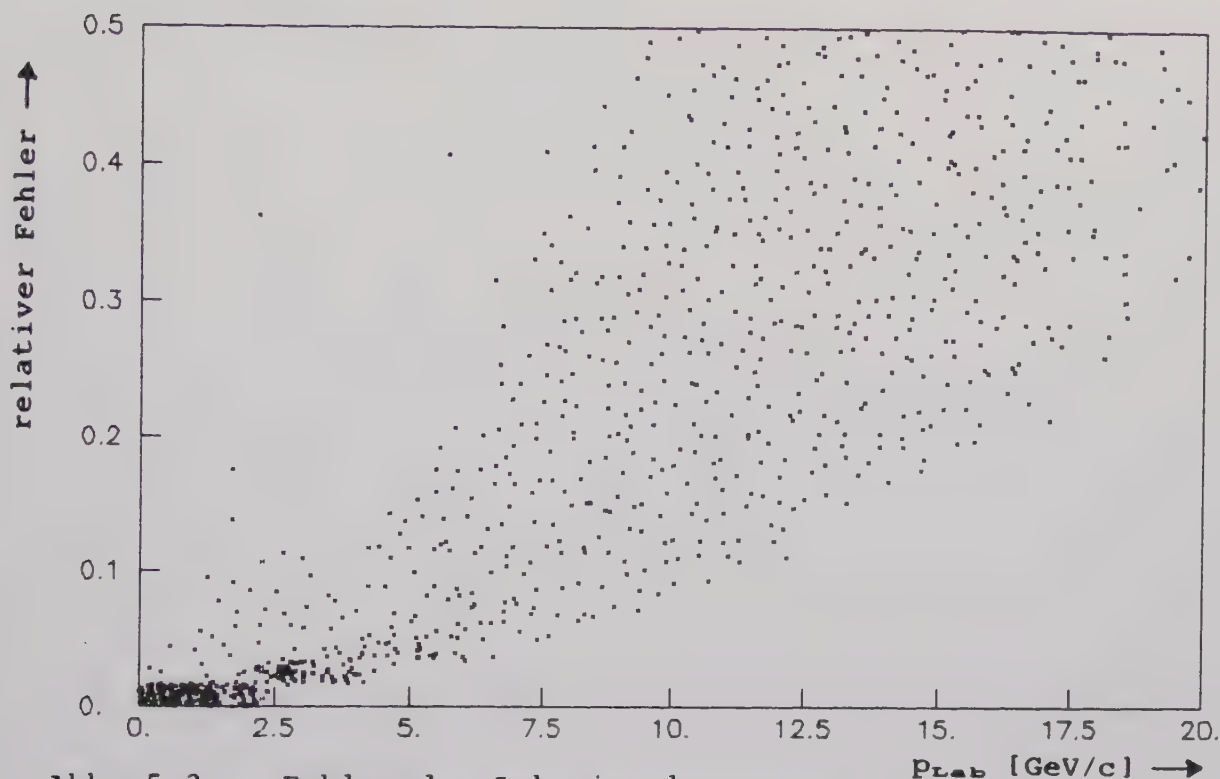


Abb. 5.3: Fehler der Laborimpulsmessung

o Vollständigkeit der Vermessung

Im Symmetrischen Stoßsystem von $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ ist die mittlere Rapidität bei 200 GeV/Nukleon kinetisch auf $y_{\text{mid}} = 3$ festgelegt. Als Folge der in 4.1.2 beschriebenen Korrekturmethode wird dieser Wert als Mittel aller Messungen auch erhalten. Allerdings ergibt die Form der Verteilung der gemessenen Mittelwerte pro Ereignis eine Aussage über die Qualität der Messung, denn signifikante Abweichungen von einer Normalverteilung würden auf unvollständig gemessene Ereignisse hindeuten. In Abbildung 5.4 ist derartige jedoch nicht zu erkennen.

5.2 Systematik

Wenn bei der untersuchten Reaktion ein Phasenübergang erster Ordnung von hadronischer Materie in einen Plasmazustand stattfindet, hat dies eine sprunghafte Änderung in den thermodynamischen Variablen von denen das System beschrieben wurde zur Folge. Solche sprunghaften Änderungen

könnten die Entropie oder die Energiedichte betreffen. Im ersten Fall könnte dies eine meßbare Auswirkung auf die Zahl produzierten sekundären Teilchen (Multiplizität) und im zweiten Fall auf den mittleren Transversalimpuls der Teilchen (p_T) haben.

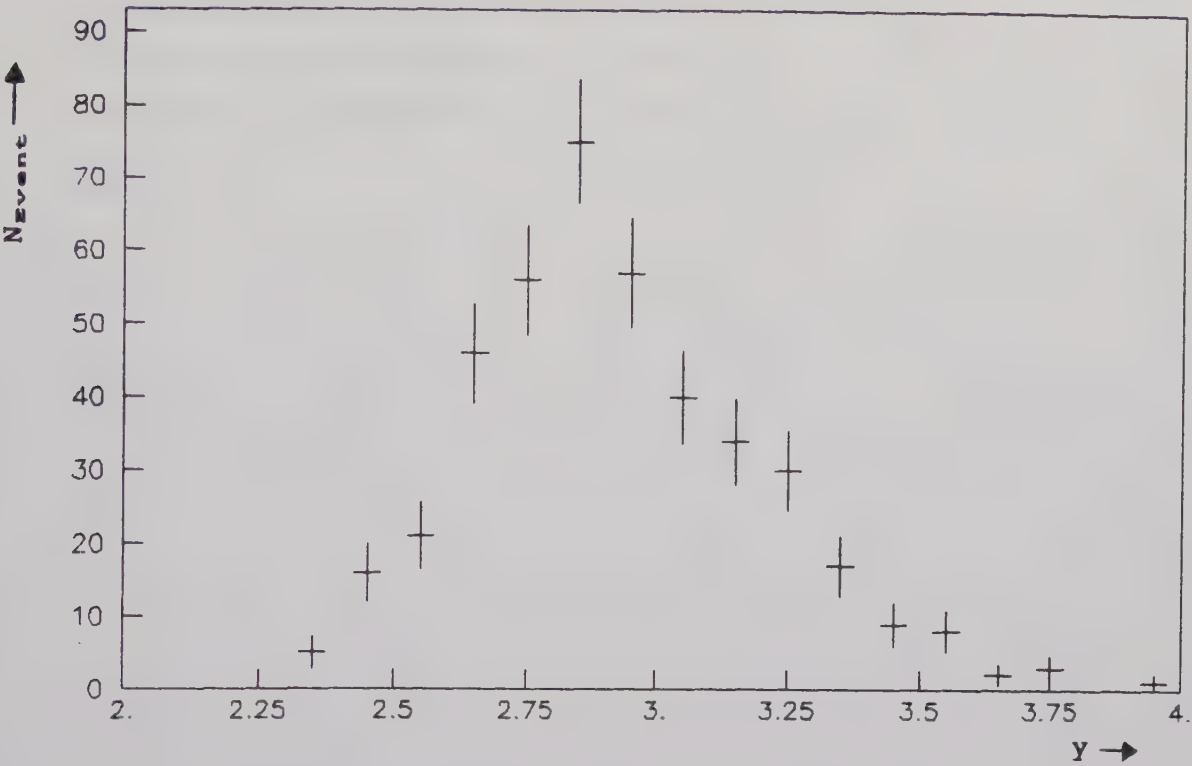


Abb. 5.4: Verteilung der gemessenen Mittelwerte von y

o Multiplizität

Die Mittelwerte der Multiplizität für rekonstruierte Spuren nach Korrektur liegen mit $\langle N_{\text{rec}} \rangle = 97 \pm 10$ nahe dem durch Auszählung an Scantischen [Bia88] erhaltenen Wert von $\langle N_{\text{scan}} \rangle = 101 \pm 6$. Beide Werte stimmen mit den um einen Faktor 37.5 skalierten mittleren Multiplizität aus p+p Experimenten bei gleicher Energie überein (siehe 5.5):

	$\langle N^+ \rangle$	$\langle N^- \rangle$
Messung $\langle N_{\text{rec}} \rangle$	113 $\pm$ 12	97 $\pm$ 10
Zählung $\langle N_{\text{scan}} \rangle$	114 $\pm$ 8	101 $\pm$ 6

Tabelle 5.1: Mittelwerte der Multiplizität

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung gemessenen und der korrigierten

Multiplizitäten für negative Teilchen. Die eingezeichneten Kurven sind angepaßte Normalverteilungen. Aus der Form der Verteilung und dem Vergleich der Mittelwerte läßt sich kein Hinweis auf einen erfolgten Phasenübergang gewinnen. Das Nichtvorhandensein von Events mit signifikant höheren Multiplizitäten widerlegt ebenso die Vorstellung vom Vorhandensein einer Untermenge von Ereignissen bei denen dennoch ein Phasenübergang stattgefunden haben könnte.

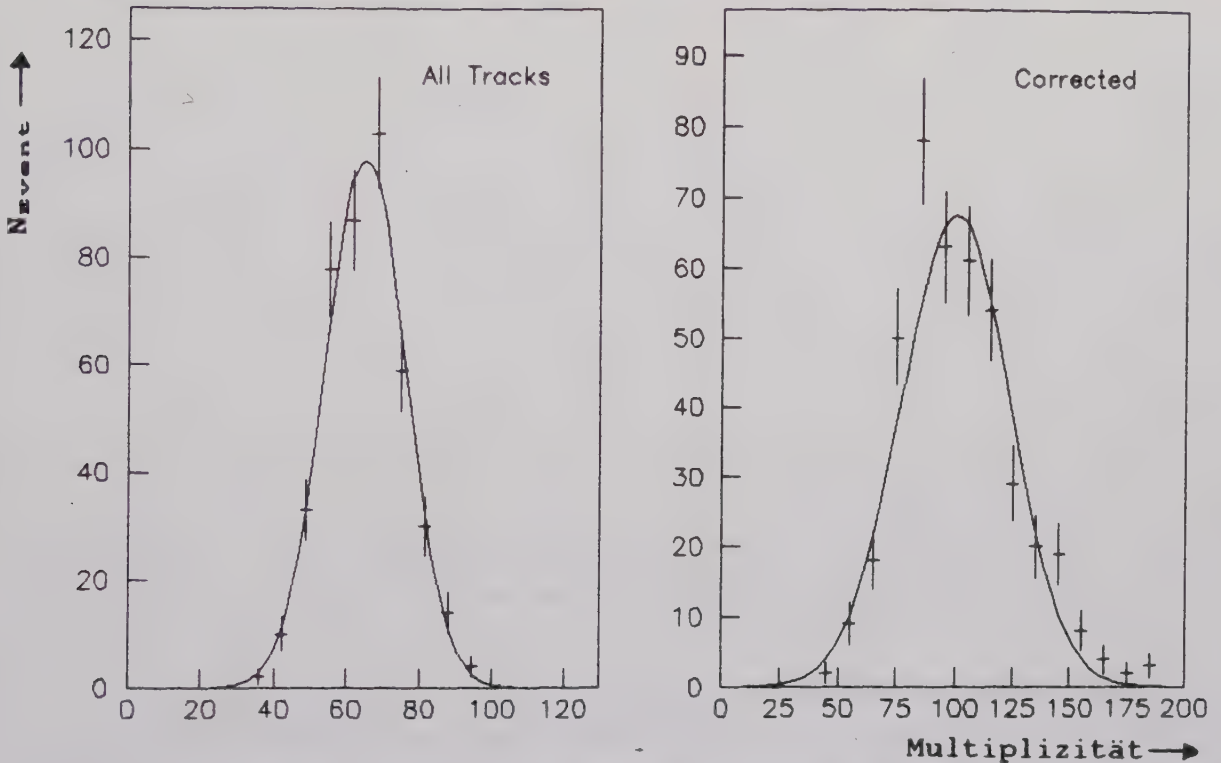


Abb. 5.5: Multiplizität negativer Spuren vor/nach Korrektur

Wenn die Multiplizität eines Ereignisses, wie in Referenz [Str89] dargestellt, in erster Näherung linear vom Stoßparameter abhängt, ist die Form der gemessenen Verteilung durch die Form der speziellen Verteilung für diesen Stoßparameter, gefaltet mit der Verteilung der im Experiment vorkommenden Stoßparameter, beschrieben. Durch den zentralen Trigger der $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten ist der Bereich möglicher Stoßparameter allerdings sehr beschränkt (2% des inelastischen Wirkungsquerschnitts). Die hier behandelten Daten beziehen sich also auf den Stoßparameterbereich $b \leq 1.5$ fm.

o Transversalimpuls

Bei einem Phasenübergang erster Ordnung, so zeigen hydrodynamische Modelle [Ruu88], würde eine steigende Energiedichte zunächst die Temperatur nicht weiter erhöhen. In diesem Fall sollte der mittlere

Transversalimpuls (als Maß der Temperatur) in Abhängigkeit von der Multiplizität (als Maß der Energiedichte) ein Plateau aufweisen.

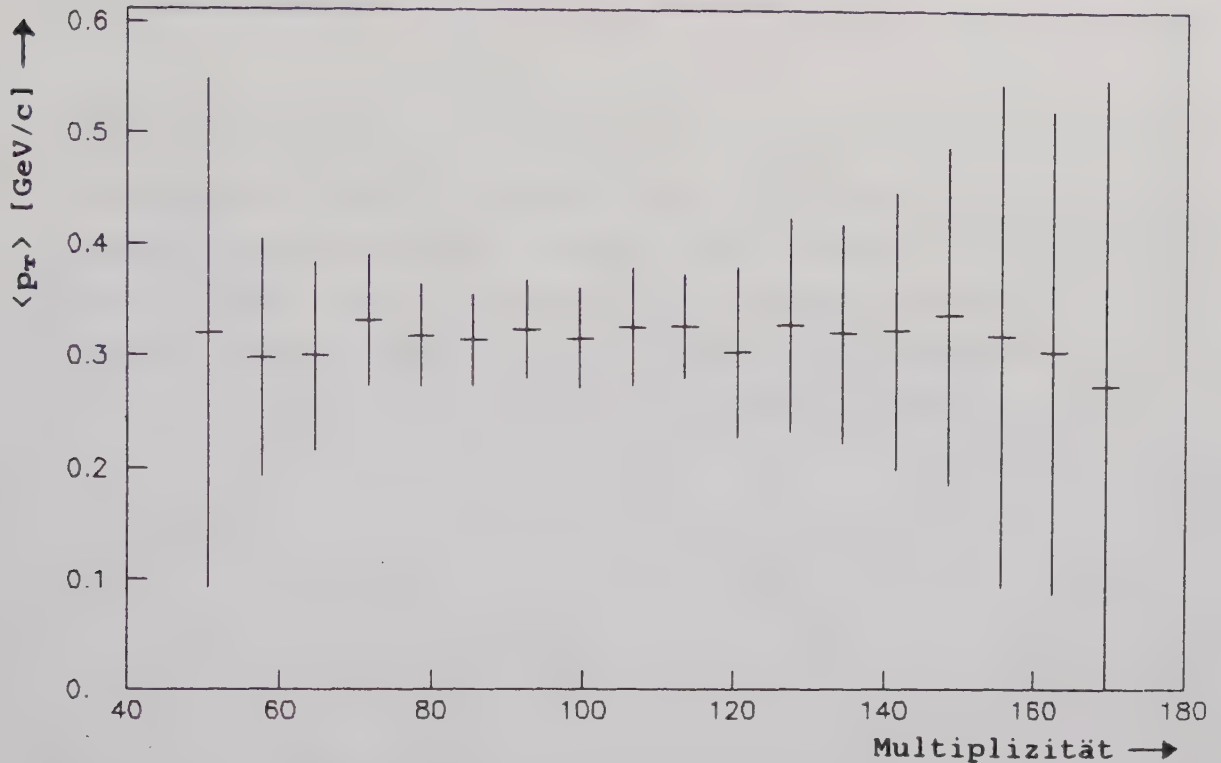


Abb. 5.6: Abhängigkeit des mittleren p_T von der Multiplizität negativer rekonstruierter Spuren

Der Transversalimpuls der negativ geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der Multiplizität ist in Abbildung 5.6 aufgetragen. Der erhaltene Mittelwert von 330 ± 10 MeV hängt dabei kaum von der Multiplizität ab. Der Multiplizitätsbereich der hier behandelten Daten ist allerdings zu klein, um das Vorliegen eines Plateaus zu folgern.

5.3 Rapiditätsverteilungen

Die Spuren der negativen Teilchen werden nach Abzug des Elektronenuntergrundes (siehe 5.1.2) in erster Näherung als π^- betrachtet. Zur Berechnung der Rapidität y wird nur die Pionenmasse verwendet.

Im Bereich $0.4 \leq y \leq 3.4$ werden die negativen Teilchenspektren als hinreichend korrigierbar angesehen (vgl. Kapitel 4.). Unterhalb dieses Bereichs verlieren die Spektren durch die Akzeptanzverluste der Streamerkammer und den Elektronenabzug jede Aussagekraft. Die Rapiditäten oberhalb von $y = 3$ sind durch die Verluste im zentralen Bereich der Streamerkammer (4° um die Strahlachse) betroffen. Bei den in dieser Ar-

beit behandelten $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Spektren bedeutet letzteres keine Einschränkung, da infolge der Symmetrie des Stoßsystems die untere Hälfte des Phasenraumes zur vollständigen physikalischen Analyse ausreicht.

Die in Abb 5.7 gezeigte Rapidityverteilung für die 200 GeV/Nukleon $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten ist nach den in Kapitel 4 dargestellten Methoden auf die Akzeptanzverluste korrigiert worden. Das erhaltene Ergebnis ist noch mit den systematischen Unsicherheiten behaftet: die nicht korrigierten Verluste können im Bereich $y \leq 1$ 20%, und im Bereich $1 \leq y \leq 3.4$ 10% erreichen. Der Bereich $3.4 \leq y \leq 6$ wird für Pionenspektren nicht benutzt, da die Fehler hier einige 10% Prozent erreichen.

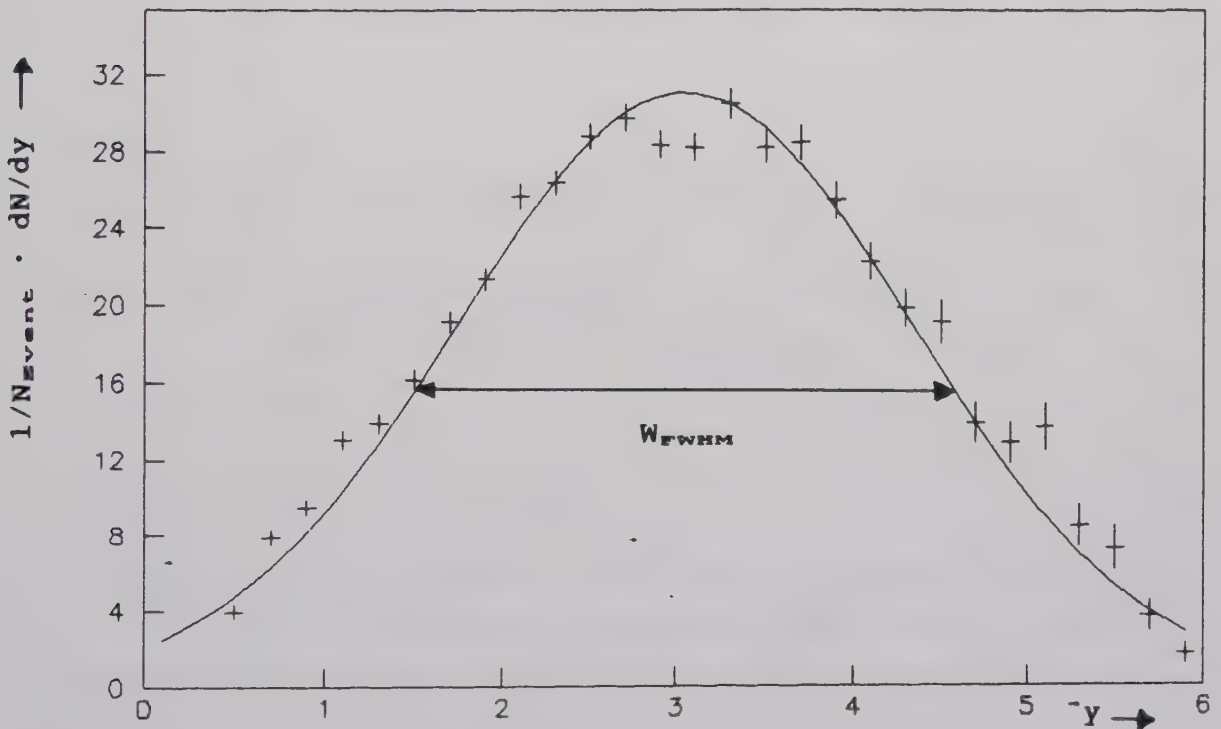


Abb. 5.7: π^- Rapidityverteilung

Die Form der Rapidity-Verteilung ist annähernd Gaußförmig, die Breite hat einen Wert von:

$$W_{\text{FWHM}} = 3.1 \pm .3$$

Aufgrund dieses Wertes kann die Verteilung nicht durch einen isotropen Feuerball bei y_{mid} ($W_{\text{FWHM}} = 1.8$) beschrieben werden. Stattdessen ähnelt sie der von FRITIOF erhaltenen Form (Abb. 1.5) und damit auch der Verteilung von p+p-Daten bei gleicher Energie (Abb 5.14). Die absolute Höhe bei y_{mid} stimmt bei den $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Daten mit $h_{\text{max}} = 30 \pm 2$ mit den um einen Faktor 37.5 skalierten Wert aus den p+p-Daten

überein.

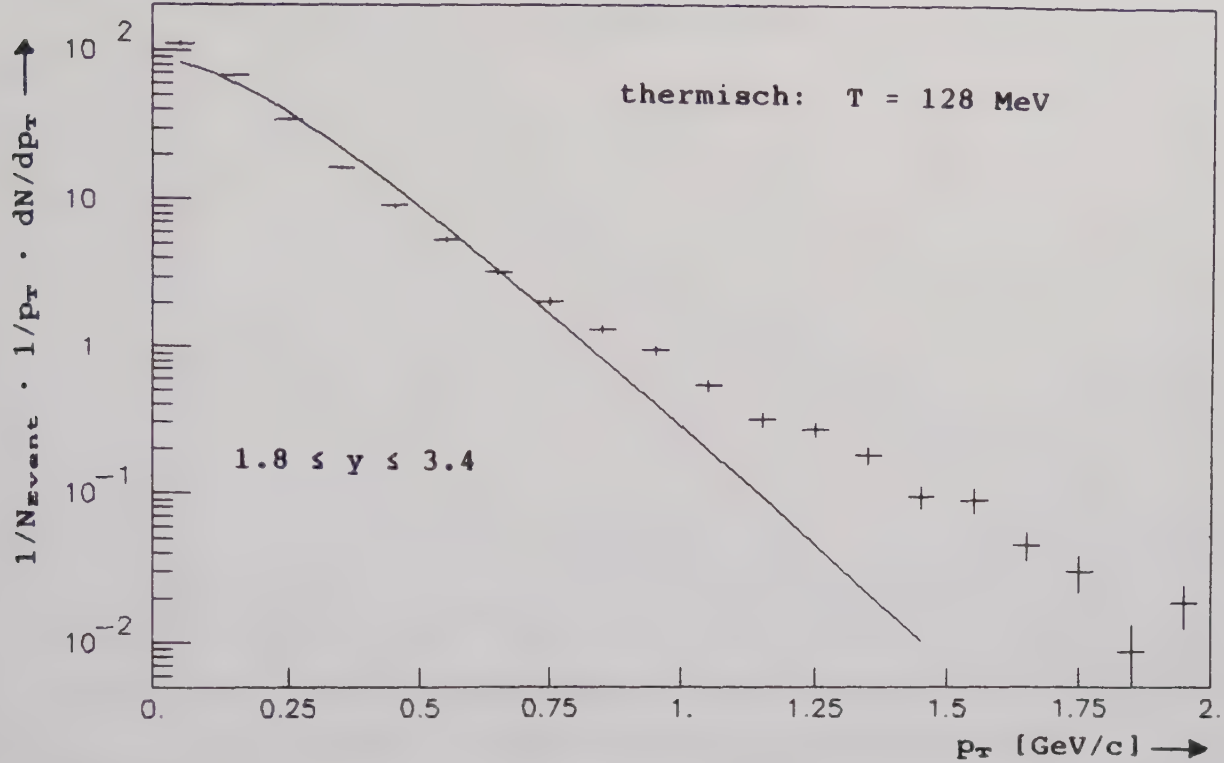


Abb. 5.8: π^- Transversalimpulsverteilung aus dem Experiment und Fit mit thermischer Verteilung

5.4 Transversalimpulsverteilungen

In Bild 5.8 ist ein p_T Spektrum der negativen Teilchen der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ bei 200 GeV/Nukleon dargestellt. Dazu sind nur Teilchen innerhalb des Rapiditybereichs $2.6 \leq y \leq 3.4$ (mid-rapidity) unter Annahme der Pionmasse dargestellt. Wenn die Teilchen mit einer einheitlichen Temperatur von einem isotropen Feuerball, der sich im Phasenraum bei y_{mid} befindet, emittiert würden, sollte das Spektrum von einer thermischen Verteilungsfunktion beschrieben werden. Die eingezeichnete Linie ist eine Anpassung an eine Bose-Einsteinverteilung:

$$ds(p_T) = \int_{y_1}^{y_2} (p_T m_T \cosh y / (e^{(m_T \cosh y)/T} - 1)) dy \quad [1]$$

Die Verteilungsfunktion [1] wird über den benutzten Rapiditybereich integriert, um die Beschränkung auf einen endlichen Bereich von y zu berücksichtigen.

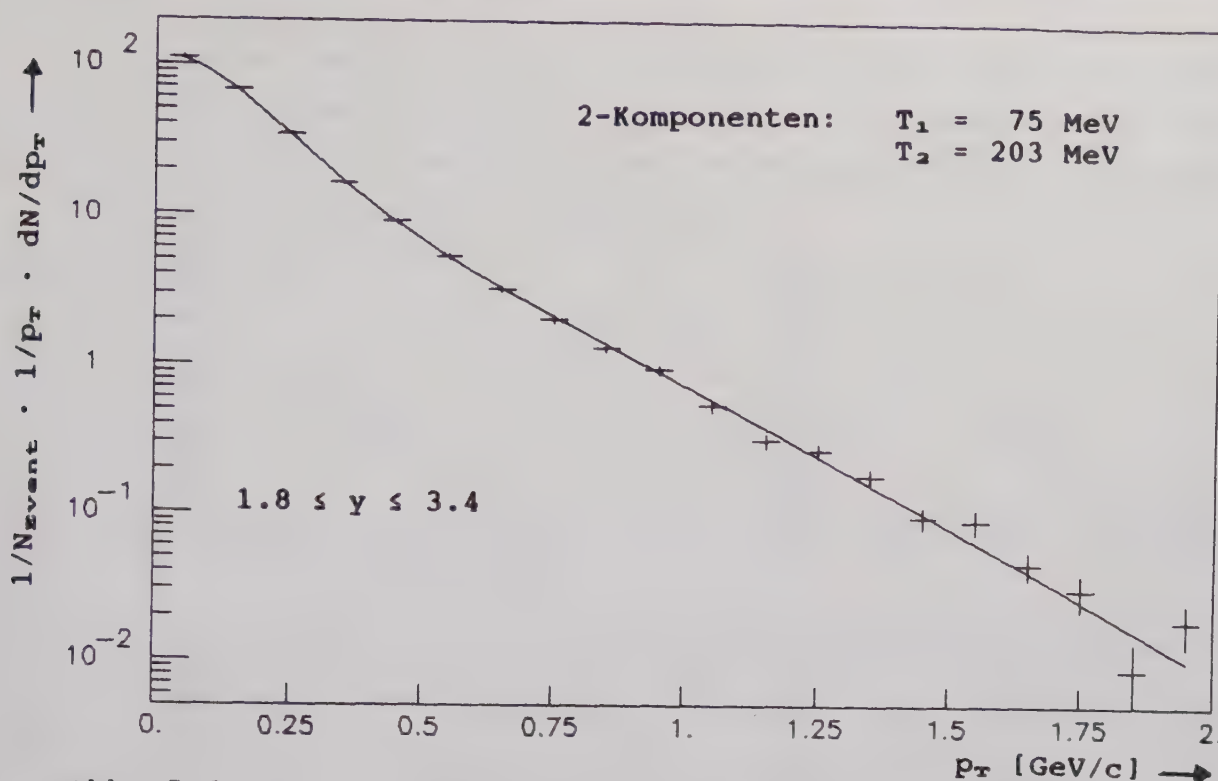


Abb. 5.9: π^- p_T -Verteilung aus dem Experiment und
 Fit mit "2-Komponenten Parametrisierung"

5.4.1 Thermische Verteilungen

Wie aus Abb. 5.8 zu sehen ist, stimmt die Annahme einer einfachen thermischen Verteilung nicht mit den Meßdaten überein: Die Funktion in [1] beschreibt weder die Überhöhung der Daten bei p_T um 0.25 GeV/c noch bei p_T größer 1 GeV/c richtig. Anstatt die von der Verteilungsfunktion her verlangte konvexe Form zu haben, ist die gemessene Verteilung konkav. Die Überhöhungen können auch nicht durch die geringen Beimischungen von Kaonen oder Anti-Protonen erklärt werden. Es handelt sich hierbei um einen physikalischen Effekt der von allen CERN-Experimenten bei geladenen und ungeladenen Pionen beobachtet wurde. In älteren Daten von $p+p$ und $\alpha+\alpha$ Reaktionen treten diese Effekte unter speziellen Bedingungen ebenfalls auf (siehe 5.5).

Eine sehr viel bessere Parametrisierung der Daten wird mit einer linearen Superposition von zwei Bose-Einstein-Verteilungen mit unterschiedlichen Steigungen erreicht (die Steigung kann dabei nicht als Temperatur interpretiert werden). Die Übereinstimmung wird, wie in Abb. 5.9 zu nahezu vollkommen. Nachteilig ist eine starke Korrelation der zwei vorhanden freien Parameter, was eine Aussage über die Fehler der angepaßten Parameter erschwert. Zudem ist die Annahme von zwei unter-

schiedlichen Temperaturen im Widerspruch zu einem (wenigstens angenähertem) thermodynamischen Gleichgewichtszustand. Modelle unter Einbeziehung von "radialem" Fluß während der Expansion können die erhaltene Form ansatzweise erklären (siehe 5.4.3).

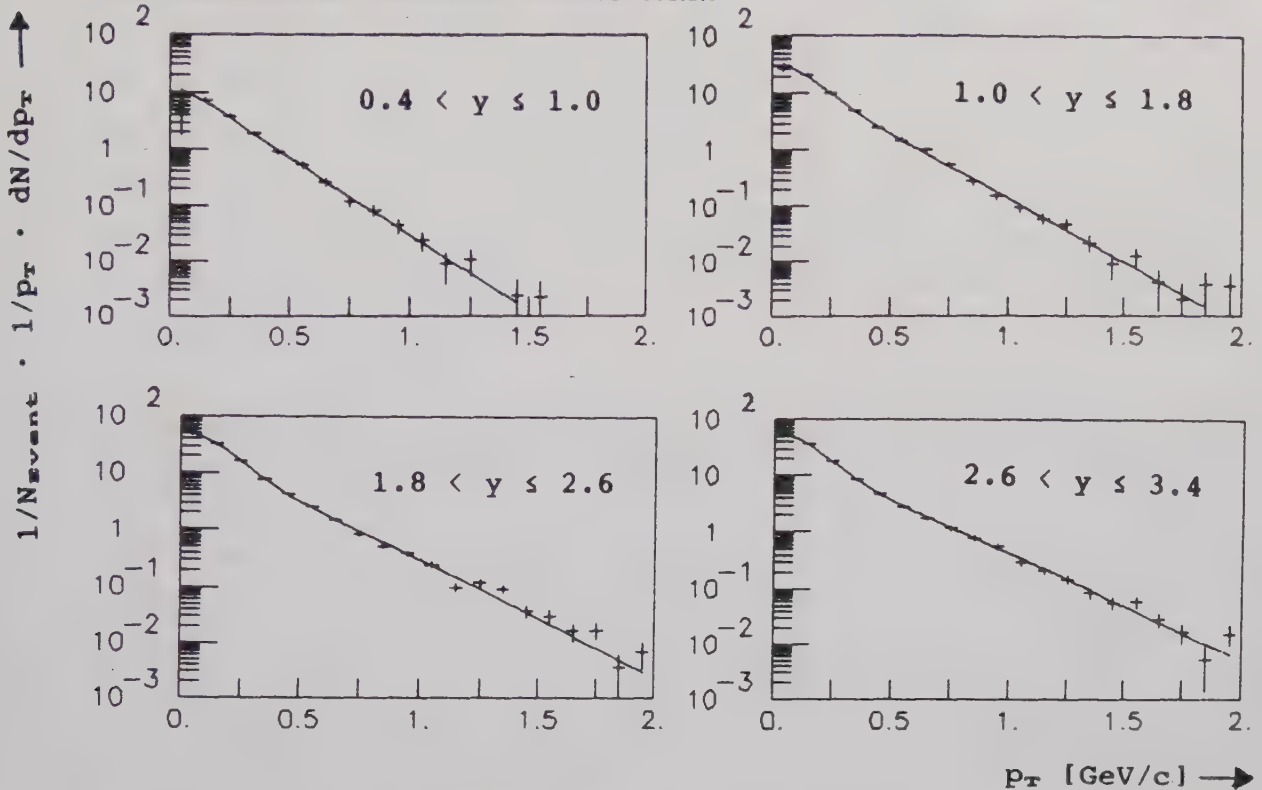


Abb. 5.10: Rapidityabhängigkeit der p_T -Verteilung

5.4.2 Rapidityabhängigkeit der spektralen Form

Die statistische Signifikanz der in dieser Arbeit verwendeten Daten erlaubt eine Unterteilung der Darstellung in vier Rapiditybereiche mit einer Breite von je $dy = 0.8$ im Gesamtbereich von $0.4 \leq y \leq 3.4$. Damit kann untersucht werden, ob die Parametrisierung durch zwei Bose-Einstein-Verteilungen zur Beschreibung der Spektren über den gesamten Rapiditybereich anwendbar ist.

Um trotz der hohen Korrelation der Parameter für die Steigung eine gute Vergleichbarkeit der Werte für die zweiten Komponenten sowie deren Fehler zu ermöglichen, wurde für die in Abb. 5.10 gezeigten Fits die Steigung der ersten Komponente auf 71 MeV fixiert. Dieser Wert entspricht dem Mittel aus den erhaltenen Werten für Fits mit zwei freien Komponenten, wobei der Wert von 71 MeV innerhalb der jeweiligen wahrscheinlichen Fehler liegt. Nur die Steigungen der zweiten Komponenten sind bei Abb. 5.10 freie Parameter. Tabelle 5.2 zeigt die

erhaltenen Resultate.

Mit Ausnahme der niedrigen Transversalimpulse ($< 200 \text{ MeV}/c$) werden die gemessenen Spektren gut von der gewählten Parametrisierung beschrieben. Die Steigung der zweiten Temperaturkomponente wächst mit dem Mittelwert des Rapidityintervalls, der Anteil der einzelnen Komponenten an den Spektren bleibt mit 52-58% annähernd konstant. Im ersten Bin für den Bereich $0.4 \leq y < 1.0$ tritt eine Abweichung von der angepaßten Verteilungsfunktion auf, die mit einiger Sicherheit aus nicht korrigierbaren Verlusten der Streamerkammer zu erklären ist (Geometrische Akzeptanzbegrenzung, siehe 4.2).

$N_{\text{free}}=20$	$0.4 < y \leq 1.0$	$1.0 < y \leq 1.8$	$1.8 < y \leq 2.6$	$2.6 < y \leq 3.4$
Steigung	$139 \pm 15 \text{ MeV}$	$167 \pm 8 \text{ MeV}$	$184 \pm 7 \text{ MeV}$	$199 \pm 7 \text{ MeV}$
Anteil	58 %	53 %	52 %	52 %
χ^2	11	20	30	15

Tabelle 5.2: Rapidityabhängigkeit der Temperaturkomponenten

Für die Bewertung der ansteigenden "Temperaturen" ist zu berücksichtigen, daß dieser Effekt durch den Kaonenanteil verstärkt wird: Teilchen mit höheren Massen ergeben "flachere" p_T -Spektren (vergleiche die Protonenspektren), und das K^-/π^- Verhältnis steigt in Richtung mid-rapidity an. Außerdem ist zu beachten, daß die nicht identifizierten Kaonen mit mit einer für Pionmassen berechneten Rapidity auf der y -Achse von kleinen zu höheren y hin verschoben werden. Daher kommt ihr Beitrag stärker bei höheren y zur Geltung. Diese kleine Korrektur erklärt den beobachteten Effekt aber sicher nicht ganz.

5.4.3 Flow-Modell

Die Beschreibung im vorangegangenen Abschnitt ist nur schwer mit einer Modellvorstellung zu verknüpfen, denn ein Feuerball mit zwei Temperaturen wäre intuitiv widersinnig (ganz abgesehen von der zu breiten Rapidityverteilung). An dieser Stelle werden die experimentellen Daten mit den Vorraussagen eines von Lee-Heinz [Lee88] vorgeschlagenen Modells

eines Feuerballs mit "radialem Fluß" verglichen. Weil dieses Modell in der vorliegenden Form keine korrekte Behandlung von Rapiditätsintervallen vornehmen kann, wurde für Abb. 5.11 das Intervall $1.8 < y \leq 3.4$ benutzt.

Als feste Parameter wurden die von Lee-Heinz vorgeschlagenen Werte von $T = 100 \text{ MeV}$ und $\beta = 0.78$ benutzt. Das Modell beschreibt die erhaltene Kurvenform ohne freie Parameter im Wesentlichen korrekt. Die Übereinstimmung mit den Meßdaten ist allerdings nicht so gut wie bei den oben beschriebenen 2-Komponenten Fits, die allerdings zwei freie Parameter haben.

Im Flow-Modell könnte man vielleicht die in Abb. 5.10 gezeigte Rapiditätsabhängigkeit verstehen: bei y_{mid} zeigt der radiale Fluß in Transversalrichtung, bei $y \rightarrow 0$ dagegen in Logitudinalrichtung, er wirkt sich also im p_T Spektrum weniger stark aus.

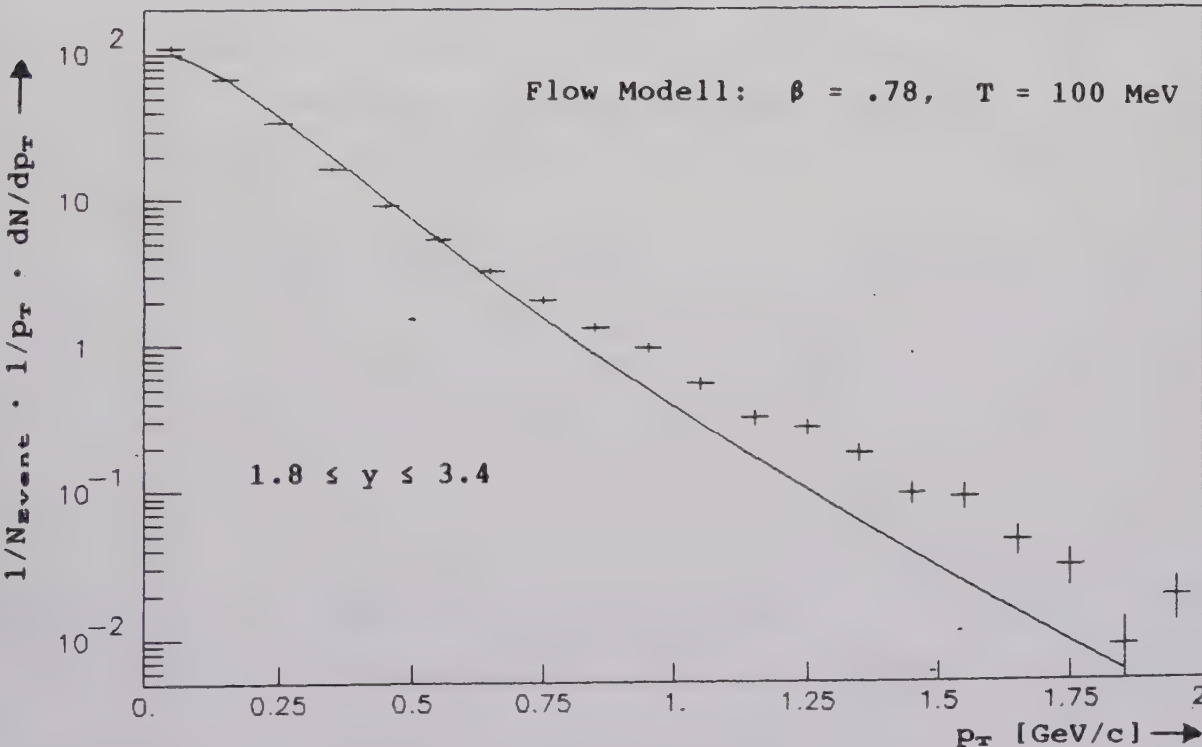


Abb. 5.11: Radialer Fluß nach Lee-Heinz bei π^- im Transversalimpulsspektrum

Abbildung 5.12 zeigt den Vergleich einer Bose-Einstein-Verteilung (eine Temperatur) mit der Lee-Heinz Parametrisierung für ein nach dem in 5.1 beschriebenen Vorgehen erhaltenes "Protonen" p_T -Spektrum. Hierbei ist die Übereinstimmung der Daten mit der thermischen Verteilung besser als in den "Pionen"-Spektren. Die statistische Signifikanz erlaubt hier

keine Bevorzugung des Flow-Modells gegenüber einem thermischen Modell.

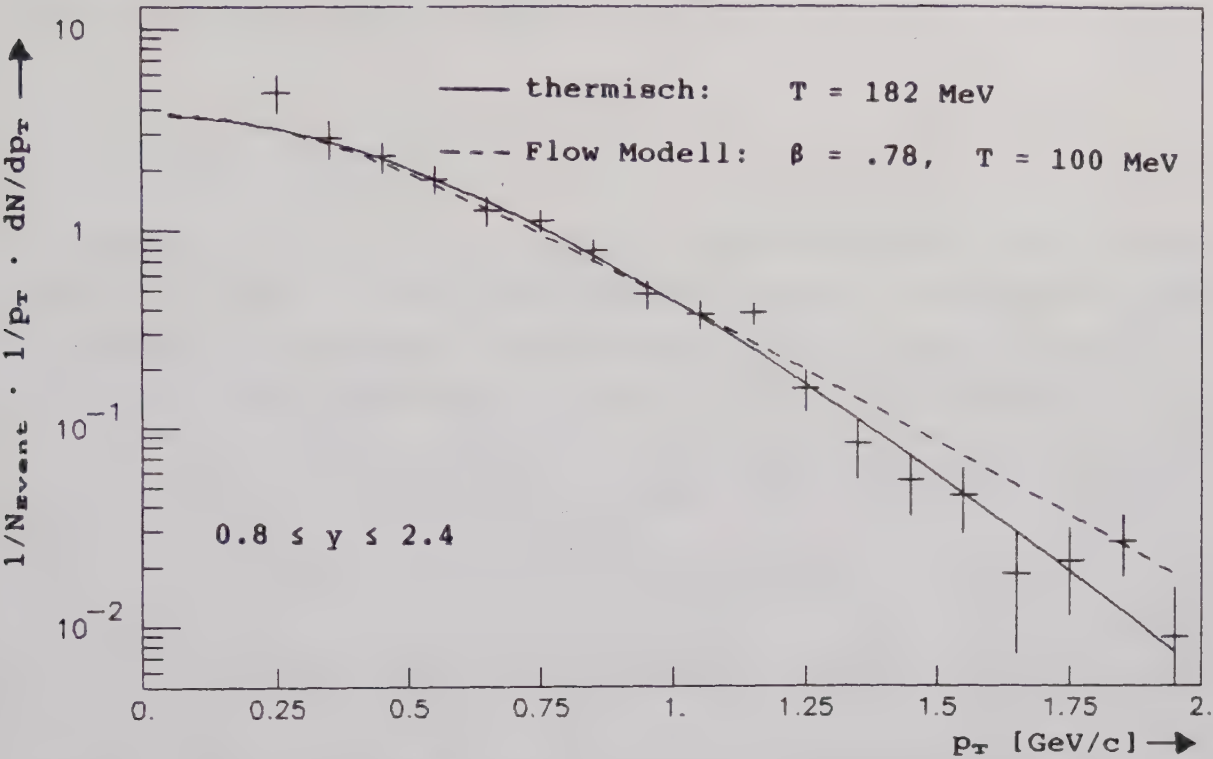


Abb. 5.12: Protonen: Radialer Fluß und thermische Verteilung im Transversalimpulsspektrum

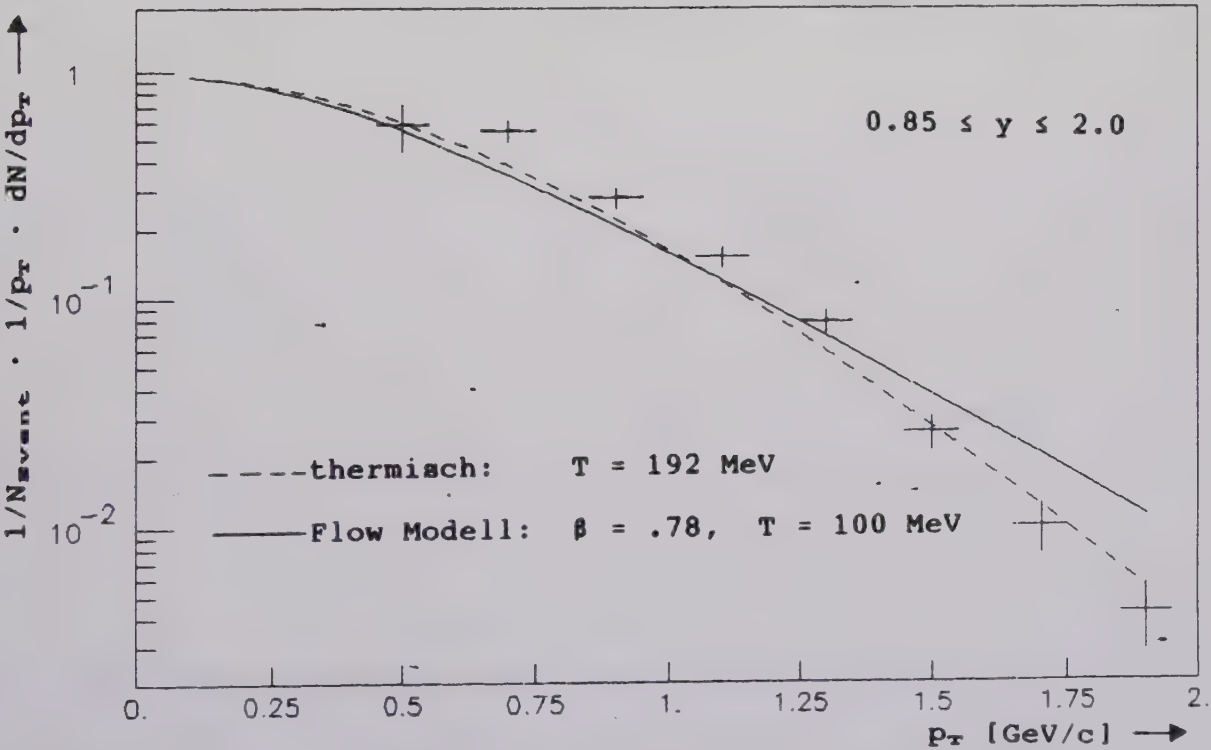


Abb. 5.13: Lambdas: Radialer Fluß und thermische Verteilung im Transversalimpulsspektrum

In Abbildung 5.13 wird der Vergleich mit den aus [Tho89] erhaltenen Lambda p_T -Spektren durchgeführt. Ähnlich wie bei den "Protonen",

stehen die Daten nicht im Widerspruch zum Lee-Heinz-Modell, können diese Interpretation aber auch nicht stützen.

5.5 Vergleiche mit p+p-Daten

Nachdem nun die Daten der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ behandelt wurden, stellt sich die Frage inwieweit diese Resultate von p+p und p+Nukleon Daten abweichen, oder ob Nukleon+Nukleon Reaktionen gar als eine Superposition von p+p Stößen darstellbar sind. Dazu wird in diesem Abschnitt neben einem Vergleich der Rapiditätsverteilungen der Quotient aus einem p_T -Spektrum der "Pionen" und dem entsprechenden Spektrum der Reaktion p+p bei 200 GeV/Nukleon betrachtet.

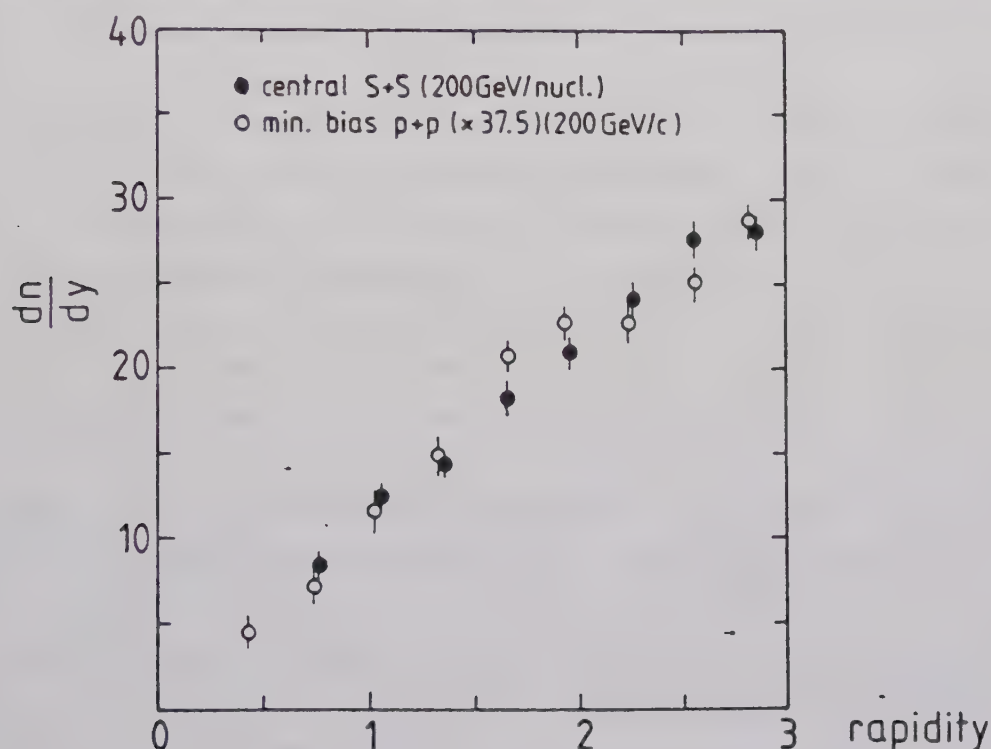


Abb. 5.14: Vergleich der Rapiditätsverteilungen von π^- in $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ und p+p Daten

5.5.1 Unterschiede in den Rapiditätsverteilungen

Abbild 5.14 zeigt für den Rapiditätsbereich $.4 \leq y \leq 3.0$ die aus der in dieser Arbeit beschriebenen Auswertung erhaltenen Daten mit einem um den Faktor 37.5 skalierten Daten für p+p aus [Jäg75]; der Skalierungsfaktor ist nach bester Übereinstimmung gewählt. Die Übereinstimmung der Spektren ist in diesem Bereich gut, allerdings stellt sich die Frage nach

dem Wert des Skalierungsfaktors. Hierzu bieten sich folgende Erklärungen an:

o *Unterschiedliche Produktionsraten*

In der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ sind die Produktionsraten für π^+ , π^0 und π^- annähernd gleich, da der Isospin des Systems Null ist. Im Fall der p+p-Reaktion ist die Produktionsrate von π^- dagegen infolge Isospinerhaltung niedriger als die von π^0 ($\langle\pi^-\rangle = 2.84$, $\langle\pi^0\rangle = 3.3$; aus [Jäg75]). Direkt vergleichbar zwischen beiden Systemen sind nur die π^0 Produktionsraten; neutrale Teilchen werden aber in der Streamerkammer nicht nachgewiesen.

o *Beiträge anderer Teilchenarten sowie Effizienzprobleme*

Die in 5.1 behandelte, nicht unmittelbar korrigierbare, Beimischung von K^- und Pionen aus Zerfallsereignissen wird auf etwa 10% der negativen Teilchen geschätzt. Hingegen sind die in Kapitel 4 beschriebenen Effizienzkorrekturen so angelegt, daß sie eher zu kleine denn zu große Multiplizitäten liefern (siehe Vergleich mit Scan-Daten aus 5.2). Die Beimischung von Teilchen und die systematisch zu kleine Korrekturen heben sich in etwa auf.

Nach den obenstehenden Ausführungen ist der Faktor von 37.5, unter Berücksichtigung der Unsicherheit von +10% für die Pionen-Multiplizität der $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ Daten, mit dem Wert $32\cdot\langle\pi^0\rangle/\langle\pi^-\rangle = 38.4$ in Einklang, so daß sich aus der Rapiditätsverteilung und den Multiplizitäten keine gravierenden Unterschiede zu einer Superposition von Nukleon-Nukleon Reaktionen ableiten lassen.

5.5.2 Unterschiede in den Transversalimpulsspektren

Im Gegensatz zur Rapiditätsverteilung bestehen zwischen den Transversalimpulsverteilungen signifikante Unterschiede. So lassen sich p_T -Spektren der p+p Reaktion mit einer Bose-Einstein-Verteilung beschreiben (Abb. 5.15):

von NA35 und anderen Experimenten [Löh87] bei der Untersuchung der Reaktion $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ gemacht. Die erste Beobachtung einer Überhöhung für hohe p_T stammt aus Experimenten mit p+Kern Reaktionen und wurde von Cronin et al veröffentlicht [Cro75].

Für die Überhöhung bei $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ bieten sich zunächst zwei Erklärungsmöglichkeiten an:

- o *Mögliche Reaktionen mit Spektatoren*

Durch Streuung mit Spektator-Materie können einzelne Pionen höhere Transversalimpulse annehmen. Allerdings sind im Fall der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ kaum Spektatoren vorhanden. Auch wird ein solcher Effekt im Verhältnis von p+p Reaktionen hoher zu niedriger Multiplizität beobachtet.

- o *Parton-Streuung in Hadron-Hadron Reaktionen*

Bei Transversalimpulsen oberhalb von 1.5 GeV zeigen die π^0 Daten der WA80-Kollaboration [Löh87] ein Abflachen des Spektrums. Ähnliche Resultate liegen aus Tevatron-Experimenten mit Hadron-Hadron Reaktionen bei 1 TeV vor [Ale88]. Als Erläuterung bieten sich "harte" Streureaktionen auf Parton-Ebene an. Da dieser Effekt aber erst bei sehr hohen p_T wirksam wird, reicht diese Erklärung nicht für den Cronin-Effekt aus.

Da die oben beschriebenen Argument nicht oder nur zum kleinen Teil auf die $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ -Daten zutreffen, muß eine andere Lösung gesucht werden. Dies gilt insbesondere für den Überschuß gegenüber p+p für $p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$.

6. Zusammenfassung

Zur Auswertung der ersten 420 Ereignisse der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ bei 200 GeV/Nukleon wurden die Hard- und Software zur Vermessung auf digitalen Workstations sowie die Meßstrategien für den Operateurbetrieb entwickelt. Die hohe Spurdichte in der Streamerkammer, bei einer durchschnittlichen Multiplizität geladener Teilchen von etwa 250, erzwingt eine sorgfältige Analyse der Verluste aufgrund von Akzeptanzbeschränkungen sowie aus dem Meß- und Rekonstruktionsprozeß. Dies führt zu einem Satz von Korrekturfunktionalen, teils im Ortsraum des Detektorvolumens, teils im Rapiditäts/Transversalimpuls-Raum, in dem schließlich die Korrekturen der invarianten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T dy$ ermittelt wurden. Verschiedene Wege dieser Kalibrierung wurden verglichen, um das Verfahren mit den geringsten statistischen und systematischen Fehlern zu finden.

Die untersuchten Reaktionsereignisse sind "zentrale Stöße", selektiert durch einen Kalorimeter-Trigger, der aus dem gesamten Reaktionsquerschnitt von etwa 1.6 barn die ca. 2% härtesten Stöße auswählt. Bei diesem Trigger wird verlangt, daß von der gesamten Projektilenergie (6.4 TeV) nur maximal 1 TeV in der Projektilfragmentationszone beobachtet werden. Bei der Reaktion $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ genügt es, die Daten aus einer Hälfte des Phasenraums zu betrachten (Reflexionssymmetrie bezüglich $y_{\text{CM}} = 3$). Es werden daher für Pionen nur die Meßergebnisse im Bereich $0.4 \leq y \leq 3.4$, in dem die Effizienz der Streamerkammer ohne Schwierigkeiten kalibriert werden kann, benutzt.

Die vorgelegten Daten beziehen sich vor allem auf negative Teilchen. Hier fällt das Fehlen einer Teilchenidentifikation nicht so sehr ins Gewicht: etwa 85 bis 90% sind Pionen, der Rest K^- bzw. Antiprotonen. Die Zahl der Elektronen aus dem π^0 -Zerfall mit anschließender Konversion ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \gamma \rightarrow e^+e^-$) im Target kann mit Hilfe einer Monte Carlo Rechnung aus $\sigma(\pi^0) = \sigma(\pi^-)$ bestimmt und von den Daten abgezogen werden. Um Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen in verschiedenen Rapiditätsbereichen betrachten zu können, wird für die negativen Hadronen die Pionenmasse gewählt. Im Text werden die so erhaltenen Spektren als "Pionen"-Spektren bezeichnet. Eine andere Observable, die Rapiditätsverteilung der Nettoladung (der Valenzquarks), wird durch

eine Subtraktion der Rapiditätsverteilungen positiver und negativer Hadronen erhalten. Die Nettoladung fällt mit der Netto-Baryonenzahl zusammen (FRITIOF zeigt, daß $h^+-h^- \approx p-\bar{p} + K^+-K^-$, wobei der Kaonenanteil klein ist). Deshalb wird hier die Rapidität aller Teilchen mit Annahme der Protonmasse errechnet. Die falsch behandelten Pionen und Kaonen fallen im Differenzspektrum weg: der Null-Isospin des Reaktionssystems sorgt für $\sigma(\pi^+) \approx \sigma(\pi^-)$ und $\sigma(K^+) \approx \sigma(K^-)$, letzteres nur näherungsweise, weil K^+ auch in der assoziierten Produktion $NN \rightarrow \Lambda NK^+$ entsteht, K^- aber nicht.

Die Ergebnisse der Datenanalyse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

o Multiplizitätsverteilung negativer Teilchen

Bei den betrachteten zentralen Stößen ist die Verteilung schmal (Dispersion $D \approx 20$); es findet sich kein Anzeichen für eine besondere Klasse von Ereignissen hoher Multiplizität. Die mittlere Multiplizität $\langle h^- \rangle \approx 101 \pm 6$ ist etwa 37,5-fach höher als die der p+p-Reaktion bei 200 GeV. Vergleicht man mit $\langle h^0 \rangle_{pp}$, um Isospinprobleme zu umgehen, so ergibt sich als Faktor tatsächlich die Projektilmasse 32.

o Rapiditätsverteilung negativer Teilchen

Die gemessene Verteilung ist symmetrisch zu $\bar{y} = 3$, mit einer Halbwertsbreite von $\Delta y = 3.1$. Dieser Wert wird auch in der p+p-Reaktion erhalten. Ein sphärisch symmetrischer, isotroper Feuerball ergäbe ein $\Delta y \approx 1.8$. Das Reaktionsvolumen ist also eher ein Ellipsoid in y-Richtung. Breite und Höhe der Verteilung von $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ sind konsistent mit dem Bild einer Superposition von Nukleon-Nukleon-Stößen: weil das Maximum der Rapiditätsverteilung bei $y = 3$ etwa 37 mal höher als das in der p+p-Reaktion beobachtete ist, würde im Mittel jedes Projektilnukleon nur ungefähr einmal stoßen. Es ist also nicht überraschend, die gleiche Breite der y-Verteilung zu beobachten zu haben.

o Transversalimpulsverteilung negativer "Pionen"

Die aus der Messung erhaltene Form der Verteilung gleicht nicht der aus einem thermischen Modell erhaltenen Normalform, und auch auch

nicht der in Nukleon-Nukleon-Reaktionen beobachteten. In letzteren ist die p_T -Verteilung "konvex", in $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ dagegen "konkav". Außerdem wird eine Abhängigkeit der p_T -Verteilung vom betrachteten Rapiditätsbereich beobachtet. Hier wäre eine bessere Datenstatistik hilfreich, jedoch scheinen die Spektren bei $y \rightarrow 0$ steiler und einer reinen Exponentialform ähnlicher zu werden. Diese Beobachtungen können vielleicht als Indiz für eine kollektive isentrope Expansion des Reaktionsvolumens gelten.

Dieser Expansionsmechanismus erzeugt einen *radial* gerichteten Fluß, dem die thermische Bewegung überlagert ist. Bei $y = y_{\text{CM}}$ ($= 3$) zeigt der radiale Fluß in Transversalrichtung, bei $y = 0$ dagegen nicht. Der Vergleich der Daten mit dem entsprechenden Modell (U. Heinz et al.) liefert allerdings nur angenähert Übereinstimmung. Dies gilt sowohl für die "Pionen"-Spektren als auch für die "Protonen"-Spektren. Zum Vergleich werden auch die Λ -Spektren herangezogen. Das Modell muß aber im Licht der beobachteten Breite der Rapiditätsverteilung ohnehin abgeändert werden, um ein elongiertes Reaktionsvolumen, sowie Spektren in einzelnen Rapiditätsbereichen beschreiben zu können.

Im Bezug auf das anfänglich gestellte Ziel der Arbeit läßt sich zusammenfassend sagen, daß die Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilung "trivial" sind: sie enthalten offenbar keine Hinweise für einen Reaktionsablauf mit Plasma-Phase. Die Transversalimpulsverteilungen dagegen erweisen sich als nichttrivial. Ihre Untersuchung mit erweiterter Statistik und in anderen Stoßsystemen wird also interessant sein.

Literaturverzeichnis

- [Ale88] T. Alexopoulos et al.; Rhys.Rev.Lett. 60(1988)1622
- [Bam88] A. Bamberger, NA35 Collaboration;
Phys.Lett. B203(1988)329
- [Bar85] E. Baron, J. Cooperstein and S. Kahana;
Nucl. Phys. A440(1985)744
- [Ber86] B. Berg et al.; Z.Phys. C (1986)167
- [Bia88] H. Bialkova et al.; NA35 interne Mitteilung
- [Bib81] K. van Bibber and A. Sandoval; LBL 12883(1981)
- [Bla80] J.P. Blaizot, Phys.Reports 64(1980)171
- [Bro88] G.E. Brown; Z.Phys. C38, 291(1988)
- [Bus88] A. Bussiere, NA38 Collaboration; Z.Phys.C38 117(1988)
- [Cel85] T. Celik, J. Engels and H. Satz;
Nucl.Phys. B256(1985)670
- [Cro75] J.W. Cronin; Phy.Rev. D11(1975)3105
- [Cug81] J. Cugnon et al.; Nucl.Phys. A352(1981)505
- [Fab85] C.W. Fabjan; CERN-EP/85-54, 1985
- [Gaz89] M. Gazdzicki; wird veröffentlicht
- [Hah86] D. Hahn, H. Stöcker; Nucl.Phys. A452(1986)723
- [Har85] J.W. Harris et al.; Phys.Let. 153B (1985)377
- [Har87] J.W. Harris et al.; Phys.Rev.Lett. 58(1987)463
- [Hec88] W. Heck, NA35 Collaboration; Z.Phys.C38, 19-34(1988)
- [Hum88] T.J Humanic, NA35 Collaboration; Z.Phys.C38 79(1988)
- [Jäg75] K. Jäger et al.; Phys.Rec D11(1975)2405
- [Kog86] J. Kogut; Rev.Mod.Phys. 55(1986)755
- [Lee88] K. Lee, U. Heinz; Preprint TPR-88-16 (Univ.Regensburg)
- [Löh87] H. Löhner; Habilitationsschrift Fb. Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster (1987)
- [Mat86] T. Matsui, H.Satz; Proceedings of QM 86
- [Mül85] B. Müller, The Physics of the Quark-Gluon-Plasma;
Lecture Notes in Phys. 225, Springer Heidelberg, 1985

- [Nag82] S. Nagamiya and M. Gyulassy; Adv.Nucl.Phys.Vol.13,201
- [Nil86] B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund;
Comp.Phys.Comm. 43(1987)387-397
- [Oli88] A.V. Olinto; Z.Phys. C38, 303(1988)
- [Püh88] F. Pühlhofer, D. Röhrich, R. Keidel;
Nucl.Instr.Meth A263(1988)360-367
- [Raf84] J. Rafelski; Nucl.Phys. A418(1984)215c
- [Ric74] Peter Rice-Evans;
Spak, Streamer Proportional and Drift chambers;
The Richelieu Press, London 1974
- [Röh86] D. Röhrich; Dissertation, Marburg 1986
- [Ruu88] P.V. Ruuskanen; Z.Phys.C 38 219(1988)
- [San88] A. Sandoval; Z.Phys.C 38, 329-337(1988)
- [Sat86] H. Satz; Nature 324(1986)116-120
- [Shu80] E. Shuryak; Phys.Reports 61(1980)71
- [Shu88] E. Shuryak; Z.Phys. C38 141(1988)
- [Sin87] B. Sinha; Z.Phys.C 38, 259(1988)
- [Soo65] K. Soop, Bubble Chamber Measurements, CERN preprint
- [Sto85] R. Stock; GSI Preprint 85-40, 1985
- [Sto86] R. Stock; Phys.Rep. 135(5) 259-315(1986)
- [Sto89] R. Stock; Nature Vol. 337(1986)319
- [Stö80] H. Stöcker et al.; Prog.Part.Nucl.Phys. 4(1980)133
- [Stö84] H. Stöcker; Nucl.Phys. A418(1984)587c
- [Str88] H. Ströbele, NA35 Collaboration; Z.Phys.C38, 89(1988)
- [Tho89] A. Thomas; Dissertation im FB Physik, Frankfurt
- [Tuk87] Y. Takahashi, S. Dake; Nucl.Phys A461(1987)263
- [Wen89] S. Wenig; Dissertation im FB Physik, Frankfurt
- [Yan78] F.B. Yano, S.E. Koonin; Phys.Lett. 78B(5) 556(1987)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Zustandsgleichung der Kernmaterie	9
1.2	Energiedichte als Funktion der Temperatur	12
1.3	Phasendiagramm der Materie	13
1.4	Schematische Darstellung einer Kollision	14
1.5	Vergleich der Form der Rapiditätsverteilung für π^- aus FRITIOF und Experiment im Bereich $0 \leq y \leq 3$	18
2.1	CERN Beschleunigerkomplex	26
2.2	NA35 Streamerkammer im Vertexmagneten	28
2.3	Streamerentwicklung	29
2.4	$^{32}\text{S} + ^{207}\text{Pb}$ Reaktion bei 200 GeV/Nukleon	31
2.5	Strahlführung und NA35 Aufbau	32
2.6	Energiespektrum des Vetokalorimeters	35
3.1	Rekonstruktion im Raum	39
3.2	Kamerasystem	44
3.3	Systemkonfigurationen	45
3.4	Blockschaltbild Meßsystem	46
3.5	Ausschnitt aus einem Overlay	49
3.6	HYDRA Datenstruktur	52
3.7	Verteilung der Meßfehler (Frankfurt)	58
4.1	Koordinatensystem der Streamerkammer	60
4.2	Definition der Emissionswinkel	61
4.3	Abhängigkeit der Rapidität von ϕ	63
4.4	Spurdichte in der Projektion $z=0$	64
4.5	Gemessene Spuren in der p_x/p_y Ebene	65
4.6	ψ Verteilungen	69
4.7	Definition des ψ -Cuts	70
4.8	Suche nach dem Plateau	71
4.9	Vergleich der relativen Fehler	72
4.10	Effizienz in Abhängigkeit der Rapidität	72
4.11	Simulation: Cuts im zentralen Bereich	75
4.12	Simulation: Rapiditäts-Verteilungen	76
4.13	Rapiditäts-Verteilung für ψ -Cut und Wichtung	78
4.14	p_T -Verteilung für ψ -Cut und Wichtung	78

5.1	Rapidityverteilungen negativer Teilchen	83
5.2	Streamerkammerakzeptanzen	86
5.3	Fehler der Laborimpulsmessung	87
5.4	Verteilung der gemessene Mittelwerte von y	88
5.5	Multiplizität negativer Spuren vor/nach Korrektur.	89
5.6	Abhängigkeit des mittleren p_T von der Multipli- zität negativer rekonstruierter Spuren	90
5.7	π^- Rapidityverteilung	91
5.8	π^- Transversalimpulsverteilung aus dem Experi- ment und Fit mit thermischer Verteilung	92
5.9	π^- p_T -Verteilung aus dem Experiment und Fit mit "2-Komponenten Parametrisierung"	93
5.10	Rapidityabhängigkeit der p_T -Verteilung	94
5.11	Radialer Fluß nach Lee-Heinz bei π^- im Trans- versalimpulsspektrum	96
5.12	Protonen: Radialer Fluß, und thermische Vertei- lung im Transversalimpulsspektrum	97
5.13	Lambdas: Radialer Fluß, und thermische Vertei- lung im Transversalimpulsspektrum	97
5.14	Vergleich der Rapidityverteilungen von π^- in $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ und $p+p$ Daten	98
5.15	Thermische Beschreibung für p_T in $p+p$	100
5.16	Quotient aus p_T -Spektren von $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ und $p+p$	100

D a n k s a g u n g

Hiermit möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und ohne deren Unterstützung die Fertigstellung nicht möglich gewesen wäre. Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Stock, der diese Arbeit betreut hat, und Herrn Professor Ströbele für die anregenden Diskussionen. Auch den anderen Mitgliedern der NA35 Kollaboration sowie den "Operateuren", die diese Arbeit erst ermöglicht haben, sei gedankt. Darüberhinaus danke ich Herrn Professor Bethge sowie den Mitarbeitern des IKF für ihre Unterstützung.

L e b e n s l a u f

Jürgen Pfennig, geboren am 21. Juli 1955 in Frankfurt am Main

1961 - 1965 Besuch der Holzhausen-Schule in Frankfurt

1965 - 1975 Besuch des Wöhler-Gymnasiums in Frankfurt

1975 Reifeprüfung

1975 - 1978 Studium Geophysik an der J.W. Goethe-Universität in Frankfurt

1978 Vordiplom Geophysik

1978 - 1981 Studium der Physik an der J.W. Goethe-Universität in Frankfurt

1981 - Diplom-Hauptprüfung Physik

1981 - 1986 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Hochschul-Rechenzentrum der J.W. Goethe-Universität

seit 1986 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik Frankfurt sowie der Gesellschaft für Schwerionen Forschung Darmstadt.

